

Università degli studi di Pisa  
Facoltà di Ingegneria  
Tesi di Laurea in Ingegneria Aerospaziale  
Indirizzo Spaziale

**STUDIO PRELIMINARE PER LA  
REALIZZAZIONE DI PROPULSORI FEEP  
AD ALTA SPINTA MEDIANTE L'AUMENTO  
DEL NUMERO DI PUNTI DI EMISSIONE**

**Candidato**

Marco Pelagatti

**Relatori**

Prof. M. Andrenucci

Prof. S. Marcuccio

Anno Accademico 2004-2005

# Sommario

Sommario

# Abstract

Abstract

*A Luigi, amatissimo nonno*

# Ringraziamenti

Desidero anzitutto ringraziare il prof. Mariano Andrenucci per avermi dato l'opportunità di lavorare nell'ambito della ricerca e della propulsione aerospaziale, in un ambiente tecnologicamente avanzato e umanamente appagante.

Ringrazio il professore anche per il grande sostegno che ha sempre dato alla mia attività extracurricolare, e all'attività dell'intero gruppo di Pisa, all'interno del progetto *SSETI* dell'Agenzia Spaziale Europea. Ai miei più profondi e sentiti ringraziamenti si associano quelli dell'intero gruppo di progetto.

# Capitolo 1

## Motivazioni e obiettivi

### 1.1 Introduzione

Negli ultimi anni, un grande interesse è stato rivolto nei confronti della propulsione elettrica, non soltanto per missioni che si svolgono in orbita terrestre ma anche per missioni interplanetarie di carattere esplorativo e scientifico, nelle quali il trasferimento è studiato in modo da venire effettuato per mezzo di un propulsore elettrico.

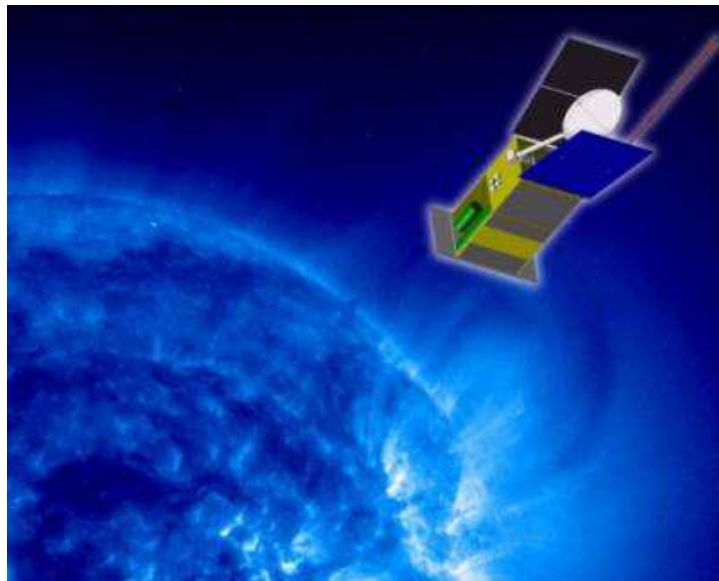


Figura 1.1: Raffigurazione della sonda *Solar Orbiter*

Sono una dimostrazione di ciò le numerose missioni, quali *SMART-1*, *LISA*, *BepiColombo* e *Solar Orbiter*, caratterizzate dal fatto di avere un propulsore elettrico come sistema primario di propulsione. Sono molte, infatti, le caratteristiche positive dei propulsori elettrici rispetto a quelli chimici, come l'elevato valore dell'impulso specifico e il basso consumo di propellente — sebbene le missioni che necessitano di alte spinte rimangano appannaggio

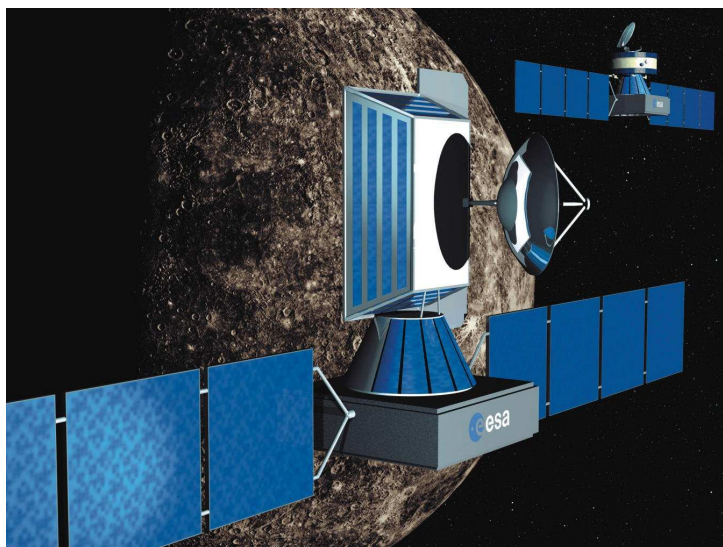


Figura 1.2: Raffigurazione della sonda *BepiColombo*

dei convenzionali propulsori chimici —, e anche la limitazione dovuta alla potenza elettrica necessaria alla propulsione, che si traduce in un notevole peso del sistema di generazione di potenza, tende ad essere gradualmente risolta mediante lo sviluppo di sistemi sempre più efficienti di generazione di potenza elettrica, o l'adozione di soluzioni più complesse quali l'utilizzo di reazioni di fissione nucleare.

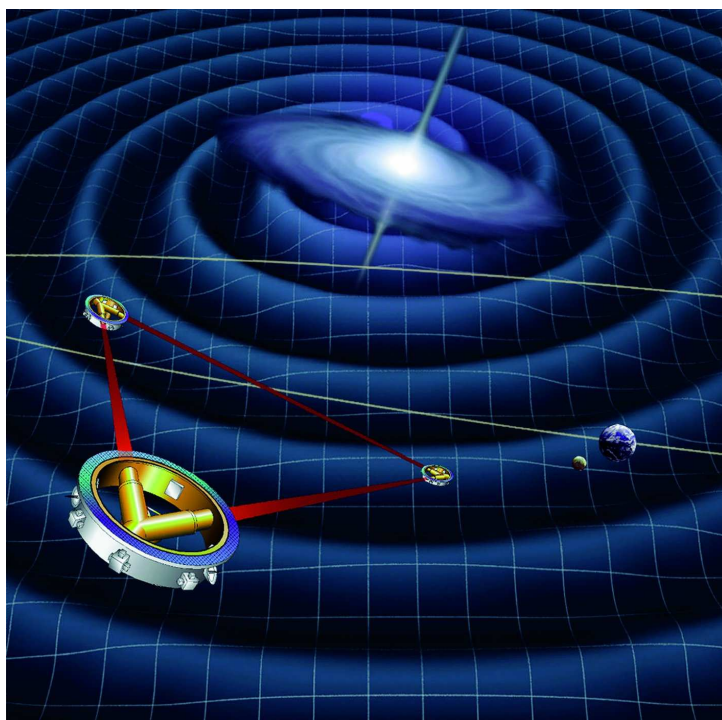
## 1.2 Motivazioni e obiettivi della presente tesi

La missione *LISA* precedentemente citata, al fine di perseguire gli importanti scopi scientifici prefissi, necessita dell'utilizzo di propulsori elettrostatici ad emissione di campo o *FEEP*, in quanto solo essi riescono a fornire le microscopiche e precisissime spinte necessarie a mantenere la posizione reciproca dei tre veicoli di cui si compone la missione.

I vantaggi dei propulsori a emissione di campo sono senz'altro l'elevato valore dell'impulso specifico — il più alto tra i propulsori elettrici, e pari a circa  $8000 \text{ sec}$  — e la loro estrema semplicità e compattezza, nonché la loro unica capacità di produrre spinte molto basse ed estremamente precise.

Tale caratteristica, però, se da un lato li rende indispensabili per particolari missioni in cui tale requisito è fondamentale, dall'altro li rende, allo stato attuale, assolutamente inadeguati per moltissime altre tipologie di missione spaziale, in particolare per quelle che prevedono trasferimenti interplanetari.

In risposta a questa limitazione si inserisce il lavoro di tesi cui questa relazione si riferisce. Lo scopo della ricerca è quello di investigare riguardo ai possibili metodi di innalzamento della spinta nei propulsori ad emissione

Figura 1.3: Raffigurazione della missione *LISA*

di campo, concentrando l'attenzione su possibili metodi di innalzamento del numero di punti di emissione ionica piuttosto che sul tipo di propulsore o sulle condizioni di funzionamento.

Poiché nei consueti propulsori *FEEP* a fessura la spinta può essere aumentata, per un dato propellente e date condizioni operative, solamente aumentando l'estensione della fessura stessa, e poiché tale soluzione è comunque limitata da problemi tecnologici e di ingombro, sono stati analizzati metodi che implicano l'aumento della superficie emittente mediante il passaggio da una superficie a sviluppo monodimensionale e una superficie a sviluppo planare, e provocano su di essa la formazione delle microprotrusioni superficiali caratteristiche del fenomeno dell'emissione di campo, i cosiddetti *coni di Taylor*.

Tali metodi implicano l'applicazione di particolari condizioni agli elettrodi del propulsore, oppure l'irraggiamento della superficie emittente con particolari onde elettromagnetiche, o altresì la stimolazione della superficie stessa mediante opportune sollecitazioni meccaniche.

Rimanendo invece nell'ambito degli emettitori a fessura, è stata ideata una soluzione che sviluppa la fessura stessa in senso circonferenziale, in modo da poter aumentare l'estensione della stessa — tramite un fattore moltiplicativo pari a  $\pi$  — senza aumentare sensibilmente l'ingombro totale del propulsore.



## 1.3 Presentazione del lavoro svolto

La presente relazione riassume il lavoro di tesi svolto presso i laboratori di *ALTA spa*, in Pisa, dal marzo 2004 al luglio 2005.

Dopo un breve riepilogo dei concetti base della propulsione elettrica e un approfondimento sui propulsori ad emissione di campo, oggetto dello studio, vengono presentate le varie metodologie di incremento della spinta che sono state esaminate nel corso della prima parte della tesi, specificando per ognuna le possibili applicazioni allo scopo.

Successivamente, vengono analizzate in dettaglio le due metodologie sperimentali ritenute più interessanti, e di esse quella che è stata ritenuta più adatta alla sperimentazione viene quindi presentata in tutti i particolari tecnologici e progettuali.

Infine, viene descritta la fase sperimentale, le modalità di preparazione e svolgimento dell'esperimento, e i risultati ottenuti.

# Capitolo 2

## La propulsione spaziale

### 2.1 Introduzione

I concetti base della propulsione elettrica affondano le loro radici nell'inizio del secolo scorso, quando furono sviluppati per la prima volta dal fisico americano Robert Goddard. Nella seconda metà dello stesso secolo tale tecnologia fu sviluppata sia dai sovietici che dagli americani, ma è solo negli anni '90 che le conoscenze acquisite in tale campo escono dalla riservatezza dei laboratori per approdare all'utilizzo commerciale. Questo è stato reso possibile anche da nuove generazioni di sistemi satellitari in grado di fornire la potenza elettrica necessaria a tali propulsori; tale interesse commerciale ha dato una notevole spinta alla ricerca e allo sviluppo di una variegata famiglia di dispositivi.

### 2.2 Generalità sulla propulsione spaziale

Uno degli aspetti principali della pianificazione di una missione spaziale è la definizione delle manovre che il veicolo deve effettuare durante la sua vita operativa per garantire il buon esito della missione stessa. Tra le più frequenti manovre effettuate da veicoli spaziali figurano certamente

- il lancio in orbita del veicolo
- la fuga dal campo gravitazionale di un pianeta
- la variazione di uno o più parametri orbitali
- la correzione dell'assetto del veicolo

Ogni manovra effettuata da un veicolo spaziale è essenzialmente caratterizzata dal valore della variazione di velocità da impartire al veicolo stesso, tramite l'azione del sistema propulsivo.

Allo scopo di distinguere tra i vari tipi di propulsori attualmente impiegati in campo spaziale, è necessario suddividerli secondo le loro caratteristiche

principali, che sono il processo accelerativo impiegato per ottenere la spinta e la fonte di energia sfruttata.

In base al processo propulsivo impiegato, si ottiene la seguente suddivisione:

- propulsori *gasdinamici*, nei quali si accelera una massa di aeriforme contenuto in un ambiente ad elevata pressione tramite un'espansione attraverso un condotto dalla sezione opportunamente sagomata
- propulsori *elettrostatici*, nei quali si sfrutta l'azione acceleratrice di un campo elettrico nei confronti di un gas elettricamente carico
- propulsori *elettrodinamici*, nei quali si sfrutta l'interazione tra una corrente e un campo magnetico ad essa perpendicolare per accelerare un plasma contenuto all'interno di un condotto

La classificazione delle varie forme di energia disponibili risulta invece:

- energia *chimica*, derivante da una qualsivoglia reazione chimica esotermica
- energia *elettrica*, prodotta tramite processi termoelettrici, fotovoltaici o di ossidoriduzione, ed utilizzata per creare campi elettrici o elettromagnetici al fine di ionizzare e accelerare il propellente
- energia *nucleare*, derivante da reazioni di fissione o fusione nucleare

Per fornire ad un veicolo spaziale la variazione di velocità necessaria ad una determinata manovra, si opera un'espulsione di massa dal sistema propulsivo, avente una velocità relativa rispetto al veicolo determinata dalle caratteristiche del sistema propulsivo stesso.

Poiché la dinamica del veicolo avviene in assenza di rilevanti forze esterne, si può assumere che il fenomeno propulsivo si riduca ad un bilancio della quantità di moto tra il veicolo e il propellente rilasciato. Ciò è riassunto nell'equazione:

$$m_s \dot{\underline{v}} = \dot{m} \underline{v}_e$$

dove

- $m_s$  è la massa del veicolo
- $\dot{\underline{v}}$  è il vettore accelerazione del veicolo
- $\underline{v}_e$  è il vettore velocità relativa del getto del propulsore rispetto al veicolo
- $\dot{m}$  è la portata di massa di propellente attraverso il propulsore

Il termine a secondo membro rappresenta la spinta  $\underline{T} = \dot{m}\underline{v}_e$  prodotta dal propulsore, che può essere considerata come una forza esterna applicata al sistema. L'integrale nel tempo di essa è detto *impulso totale*  $I$ , mentre il suo rapporto con la portata in peso di propellente è detto *impulso specifico*  $I_{sp}$

$$I_{sp} = \frac{T}{\dot{m}g_0} = \frac{v_e}{g_0}$$

dove  $g_0$  è il valore dell'accelerazione di gravità sul livello del mare.

L'impulso specifico è un parametro indicativo delle prestazioni del propulsore, in quanto indica la capacità del propulsore di utilizzare propellente ai fini della spinta. Nella tabella seguente sono riportate le caratteristiche di alcuni sistemi propulsivi, sia chimici che elettrici.

<b><i>Tipo di propulsore</i></b>	<b><i>Processo accelerativo</i></b>	<b><i>Energia utilizzata</i></b>	<b><math>I_{sp}</math> (sec)</b>	<b><i>Spinta</i> (N)</b>	<b><math>P_{sp}</math> (kW/N)</b>
Monopropellente ( $N_2H_4$ )	gasdinamico	chimica	230	$0.5 \div 100$	–
Bipropellente ( $N_2H_4/N_2O_2$ )	gasdinamico	chimica	310	$0.5 \div 1000$	–
Bipropellente criogenico	gasdinamico	chimica	450	$0.5 \div 10^6$	–
Resistogetto ( $N_2H_4$ , RCC)	gasdinamico	elettrica	300	0.4	5
Arcogetto ( $N_2H_4$ )	gasdinamico	elettrica	420	0.16	$10 \div 15$
Effetto Hall (SPT-100)	elettromagnetico	elettrica	1600	0.086	30
MPD	elettromagnetico	elettrica	2000	100	35
Elettrostatici (UK 10)	elettrostatico	elettrica	3250	0.018	$25 \div 30$
Elettrostatici (NSTAR)	elettrostatico	elettrica	3170	0.092	$25 \div 30$
Elettrostatici (RIT 10)	elettrostatici	elettrica	3150	0.015	$25 \div 30$
FEED	elettrostatico	elettrica	8000	0.0001	55

Come si può notare, i propulsori elettrici vantano un impulso specifico decisamente maggiore rispetto ai propulsori chimici, caratteristica che si riflette in un risparmio di propellente imbarcato a parità di missione; risulta infatti, integrando l'equazione di bilancio della quantità di moto

$$\Delta v = v_e \ln \frac{m_0}{m_f}$$

essendo

- $m_0$  la massa iniziale del veicolo
- $m_f$  la massa del veicolo dopo lo sparo
- $\Delta v$  la variazione del modulo della velocità del veicolo

La precedente relazione, nota come *equazione di Tsiolkowsky*, è ricavata supponendo che la velocità di espulsione del propellente  $v_e$  rimanga costante

durante lo sparo. Da tale relazione discende anche la dipendenza lineare della variazione della velocità del veicolo dalla stessa velocità di espulsione.

Possiamo anche esplicitare dalla suddetta relazione la massa  $m_p$  di propellente necessario allo sparo

$$\frac{m_p}{m_0} = 1 - e^{-\frac{\Delta v}{v_e}}$$

da cui risulta evidente il risparmio di combustibile al crescere della velocità di espulsione del propellente.

Di conseguenza, a parità di massa iniziale del veicolo, un propulsore che consuma meno propellente per una determinata manovra permette di estendere nel tempo la vita utile del sistema, o in alternativa di diminuire la massa iniziale del veicolo a parità di requisiti di missione.

In tabella sono riportati i valori di  $\Delta v$  necessari per vari tipi di missioni.

<b><i>Tipo di missione</i></b>	<b><math>\Delta v</math> necessario m/sec</b>
Terra $\rightarrow$ LEO	7600
fuga dalla superficie terrestre	11200
LEO $\rightarrow$ GEO	4200
LEO $\rightarrow$ fuga dalla Terra	3200
LEO $\rightarrow$ orbita lunare	3900
LEO $\rightarrow$ orbita di Marte (0.7 anni)	5700
LEO $\rightarrow$ orbita di Marte (40 giorni)	85000
LEO $\rightarrow$ orbita di Nettuno (29.9 anni)	13400
LEO $\rightarrow$ orbita di Nettuno (50 anni)	70000
LEO $\rightarrow$ 1000 AU	142000
LEO $\rightarrow$ Alpha Centauri	$3 \cdot 10^7$

Si nota subito come la propulsione elettrica trovi una vantaggiosa applicazione nelle missioni che richiedono tempi lunghi o lunghe distanze, tra le quali le più comuni sono i trasferimenti interplanetari e il controllo di assetto e posizionamento di satelliti per lunghe missioni. In questo caso, infatti, il risparmio di carburante dovuto all'utilizzo di propulsori elettrici consente un notevole risparmio di massa, con conseguenti vantaggi economici.

I vantaggi dei propulsori elettrici non si limitano al risparmio di propellente, ma investono molti altri aspetti pratici importanti per molti tipi di missioni; tra di essi citiamo la possibilità di

- effettuare accensioni multiple
- modulare l'entità della spinta durante lunghi tempi di sparo
- utilizzare lo stesso propulsore per diverse missioni
- ottenere una spinta diffusa sull'intero sistema, grazie ai piccoli valori di essa e alle piccole dimensioni dei propulsori

L'elevato impulso specifico dei propulsori elettrici non è però privo di risvolti negativi. Da essi, infatti, si possono ricavare spinte piuttosto basse — comprese tra 1  $\mu\text{N}$  e 100 N a seconda del tipo di propellente e di processo accelerativo — a causa della caratteristica dei propulsori elettrici di avere una netta separazione tra sistema propulsivo e sistema di generazione di potenza.

Infatti, mentre in un propulsore chimico l'energia viene generata all'interno del motore tramite una reazione chimica per poi tradursi in energia cinetica del flusso accelerato, nei propulsori elettrici sono necessari sottosistemi indipendenti di generazione e conversione dell'energia, solitamente accompagnati da un'aggiunta ponderale considerevole e caratterizzati da limitate potenze disponibili, dell'ordine di  $3 \div 4 \text{ W}$  per kg di massa del satellite.

I sistemi che forniscono energia ai propulsori elettrici sono in genere

- celle fotovoltaiche
- celle a combustibile
- batterie
- generatori a radioisotopi

E' interessante, dunque, quantificare la potenza in ingresso necessaria al propulsore per ottenere una determinata spinta; a tale scopo si definisce la *potenza specifica*  $W_{sp}$

$$W_{sp} = \frac{W_{in}}{T} = \frac{W_{in}}{\dot{m}v_e} \simeq 20 \div 50 \text{ kW/N}$$

Una volta nota la massa totale del veicolo e la potenza specifica caratteristica del propulsore scelto, è immediato ricavare la spinta disponibile e con questa stabilire il tipo di missione realizzabile dal sistema. Una spinta limitata, infatti, aumenta notevolmente i tempi di sparo per ottenere un dato incremento di velocità, e ciò può risultare inaccettabile nel caso in cui siano rilevanti le perdite gravitazionali o di resistenza atmosferica.

La necessità di aggiungere al sistema la massa necessaria alla generazione e alla conversione dell'energia comporta l'esistenza di un valore ottimale dell'impulso specifico a seconda della missione prevista. La massa del sottosistema di generazione di potenza dipende, infatti, dalla potenza necessaria in modo pressoché lineare

$$M_g = \alpha W_{in} = \frac{\alpha T v_e}{2\eta_t} = \frac{\alpha \dot{m} v_e^2}{2\eta_t}$$

dove

- $\alpha$  è la *massa specifica* del sistema di generazione di potenza, cioè la sua massa per unità di potenza generata

- $\eta_t$  è il rendimento di conversione della potenza in ingresso in potenza propulsiva

Nel tentativo di determinare un bilanciamento tra massa di combustibile necessario e massa dei sottosistemi di generazione di potenza, si calcola il valore ottimale dell'impulso specifico  $\hat{I}_{sp}$

$$\hat{I}_{sp} = \frac{1}{g_0} \left( \frac{2\eta_t \Delta t}{\alpha} \right)^{1/2}$$

dove  $\Delta t$  è la durata dello sparo.

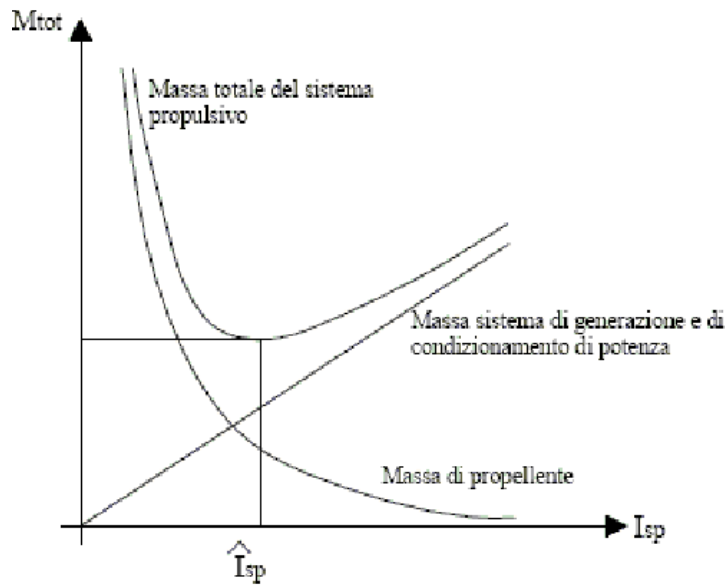


Figura 2.1: *Impulso specifico ottimale di un propulsore elettrico*

Qualora l'impulso specifico si discosti dal valore ottimale, si avrà un aumento della massa totale del veicolo, dovuta a una maggior quantità di propellente imbarcato o a una maggiore rilevanza ponderale dei sottosistemi di potenza elettrica; ciò si può osservare in figura. .

## 2.3 Propulsori chimici

I propulsori chimici, che sono senz'altro quelli di più larga diffusione in ambito spaziale, sfruttano l'energia derivante da una reazione chimica, sia essa di ossidazione o di dissociazione, per aumentare il contenuto entalpico dei gas prodotti dalla reazione stessa, ed accelerarli successivamente tramite processi gasdinamici attraverso un ugello opportunamente sagomato.

All'interno della categoria, si può operare una differenziazione sulla base dello stato di aggregazione del propellente, distinguendo tra propulsori *a*

*propellente liquido* e a *propellente solido*. A tale distinzione corrispondono due diversi intervalli caratteristici del valore dell'impulso specifico, pari a  $180 \div 250$  secondi per i propulsori chimici a propellente solido, mentre per quelli a propellente liquido è compreso tra i 280 e i 450 secondi.

I propulsori chimici non necessitano di sottosistemi che generino energia, in quanto essa è contenuta già nei legami chimici caratteristici del propellente, e viene liberata tramite la reazione che avviene nella camera di combustione.

I propulsori chimici, tuttavia, non sono esenti da fattori che ne limitano le prestazioni, legati peraltro alla natura stessa del propulsore; in particolare

- la formazione di specie chimiche indesiderate alle alte temperature di esercizio limita la quantità di energia disponibile per il processo accelerativo del fluido
- un'ulteriore quota di energia è persa in quanto non liberata a causa della mancata reazione di parte del propellente, o dissipata verso l'esterno tramite flusso termico attraverso le pareti della camera di combustione
- si hanno infine limiti tecnologici difficilmente superabili, a causa delle elevate temperature di esercizio e dei fenomeni di corrosione

## 2.4 Propulsori elettrici

Con il termine *propulsore elettrico*, si intende un dispositivo che genera spinta accelerando il propellente grazie al suo riscaldamento mediante resistenze o archi elettrici, oppure per mezzo di forze di massa elettrostatiche o elettromagnetiche. Questo concetto si specializza nella definizione di tre diversi tipi di propulsori elettrici, caratterizzati ognuno da una diversa strategia per l'ottenimento della spinta:

- nei propulsori *elettrotermici* si trasferisce energia al propellente riscaldandolo per mezzo di resistenze elettriche o di archi elettrici scoccati nella sezione di efflusso; il propellente viene successivamente accelerato tramite un'espansione gasdinamica in un ugello opportunamente sagomato
- nei propulsori *elettrostatici*, particelle ioniche di propellente vengono accelerate da opportuni campi elettrici applicati esternamente
- nei propulsori *elettromagnetici* il propellente, altamente ionizzato, viene accelerato da forze elettromagnetiche che si instaurano grazie all'interazione tra le correnti che attraversano il propellente stesso e i campi elettrico e magnetico applicati dall'esterno o indotti dalle correnti stesse



### 2.4.1 I propulsori elettrotermici

I propulsori elettrotermici sono caratterizzati dal fatto che la spinta viene creata energizzando un fluido tramite il suo riscaldamento a spese di energia elettrica, e facendolo conseguentemente espendere all'interno di un ugello in modo che acquisti la necessaria energia cinetica. All'interno di questa famiglia di propulsori, un'ulteriore distinzione è resa possibile dal diverso metodo che tali propulsori hanno per riscaldare il fluido:

- nei *resistogetti*, il calore è generato tramite una resistenza elettrica percorsa da corrente, e fornito al fluido per conduzione o per diretto contatto con la resistenza stessa
- negli *arcogetti*, il riscaldamento del fluido avviene grazie ad un arco elettrico che scocca al suo interno, tra due elettrodi disposti in un'opportuna sezione del propulsore, previa ionizzazione del fluido circostante gli elettrodi stessi
- nei propulsori *a riscaldamento radiativo*, il propellente viene riscaldato tramite eccitazione degli atomi dovuta a radiazioni ad alta frequenza

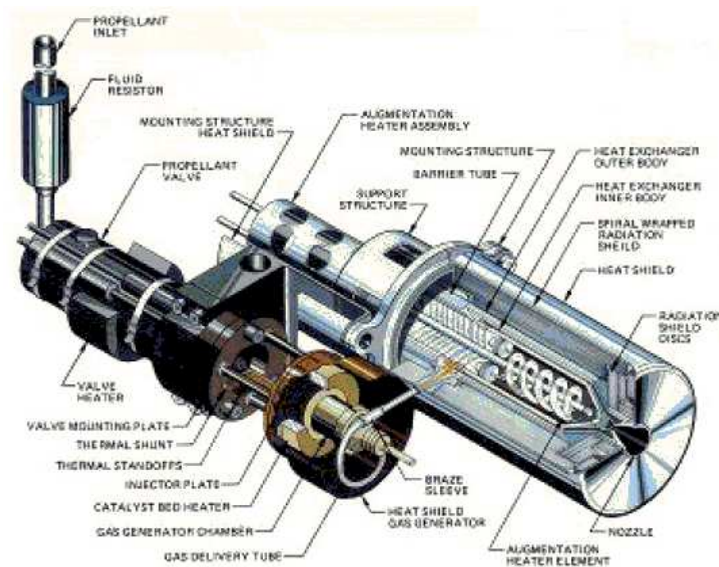


Figura 2.2: Schema e nomenclatura di un resistogetto

Questi propulsori eliminano alcuni degli inconvenienti che affliggono i propulsori chimici; ad esempio, la scelta del propellente può unicamente basarsi sulle caratteristiche fisiche preferibili per il processo di espansione gasdinamica. D'altra parte, il fatto che la generazione della spinta sia basata su tale processo porta i propulsori elettrotermici a condividere altre limitazioni caratteristiche dei propulsori chimici, quali le perdite per *frozen flow*, le



Figura 2.3: Resistogetto ad idrazina

reazioni chimiche indesiderate all'interno del fluido e la corrosione delle parti interne.

Da considerazioni energetiche, possiamo dire che la velocità di espulsione del getto è

$$v_e = \sqrt{2C_P T_c}$$

dove

- $C_P$  è il calore specifico a pressione costante del fluido, approssimato a gas perfetto
- $T_c$  è la temperatura raggiunta in camera

Chiaramente, tale valore è limitato superiormente dalla massima temperatura sopportabile dalle pareti della camera stessa.

Dalla formula discende, inoltre, l'opportunità di scegliere un fluido di ridotta massa molecolare; da questo punto di vista la scelta ricadrebbe sull'Idrogeno, ma il suo utilizzo è pregiudicato dalle complicazioni legate allo stoccaggio a bordo. Attualmente, i propellenti più utilizzati sono l'idrazina e l'ammoniaca.

### 2.4.2 I propulsori elettrostatici

Molte delle limitazioni riscontrate nei propulsori elettrotermici, dovute essenzialmente al processo accelerativo utilizzato e al limitato tempo di vita, possono essere aggirate grazie al concetto di propulsore elettrostatico, in cui il propellente viene accelerato direttamente da forze di massa generate da un campo elettrico esterno.

La più semplice applicazione di tale concetto è il *propulsore a ioni*, in cui un fascio di ioni, generato all'interno del propulsore, viene accelerato da un opportuno campo elettrico e successivamente neutralizzato per mezzo di un flusso di elettroni.

In figura sono presentate le varie componenti del propulsore, schematizzate secondo il *modello unidimensionale*: una sorgente, a potenziale positivo, libera un fascio di ioni i quali vengono accelerati dal campo elettrico instaurato tra la sorgente e una griglia acceleratrice, a potenziale negativo o nullo. Gli ioni attraversano la griglia, generando l'effetto propulsivo, e sono in seguito neutralizzati dal flusso di elettroni proveniente dal catodo neutralizzatore in modo da evitare accumuli di carica negativa sul veicolo e fenomeni di stallo e riflessione del fascio emesso.

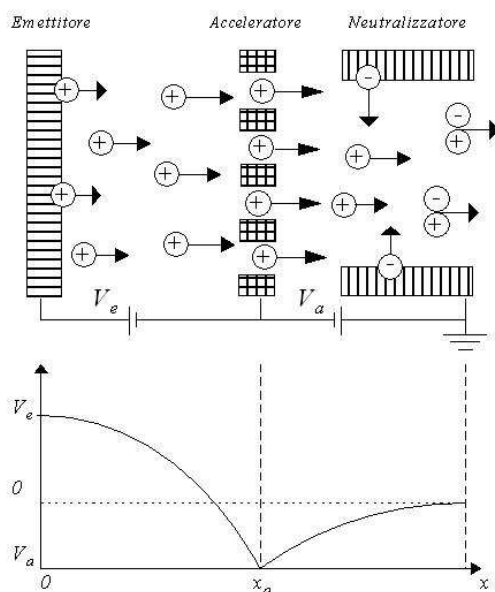


Figura 2.4: Modello unidimensionale di un propulsore elettrostatico

La velocità di uscita degli ioni dipende dal potenziale di accelerazione e dal rapporto carica-massa della specie ionica stessa:

$$v_e = \sqrt{\frac{2qV}{M}}$$

da cui risultano velocità di uscita tipiche molto elevate — dell'ordine di  $10^5$  m/sec — sebbene la penalizzazione ponderale dovuta alla necessità di un sistema di generazione di potenza riduca i vantaggi di un elevato impulso specifico.

Una tipica limitazione di questi motori è la cosiddetta *limitazione di carica*

*spaziale*, vale a dire un valore massimo ottenibile della densità di corrente ionica dovuta alla presenza degli ioni stessi nello spazio interelettrodico, che riduce fino ad annullarlo il valore del potenziale di accelerazione risentito alla sorgente. Tale valore della densità di corrente è dato dalla *legge di Child*:

$$j_{Max} = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q}{M}} \cdot \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

dove

- $d$  è la distanza tra sorgente e griglia acceleratrice
- $\varepsilon_0$  è la costante dielettrica del vuoto
- $M$  è la massa atomica del propellente, che per uno ione a singola carica può essere considerata pari alla massa dello ione

Alla limitazione di carica spaziale corrisponde un limite sulla densità di spinta, intesa come spinta per unità di superficie emittente, espressa da

$$\frac{T}{A} = \frac{\dot{m}v_e}{A} = \frac{mv_e}{\Delta t A} = \frac{8}{9}\varepsilon_0\left(\frac{V}{d}\right)^2$$

Se ne deduce che la densità di spinta è limitata dal massimo valore del potenziale acceleratore che può essere applicato senza incorrere in problemi di carica spaziale e senza ottenere velocità di scarico notevolmente più alte di quelle necessarie alla missione.

Infine, un'aspetto senz'altro attraente di tali propulsori è senz'altro l'elevato rendimento propulsivo, che si attesta intorno all' 80% ÷ 85%, ed è limitato solamente dalla quota di energia necessaria alla ionizzazione del propellente.

## Capitolo 3

# La propulsione elettrostatica ad emissione di campo

### 3.1 Principi fondamentali di funzionamento

Il meccanismo fondamentale dell'emissione ionica per effetto di campo è il fatto che, su una superficie di metallo liquido immersa in un campo elettrico sufficientemente intenso, piccole instabilità superficiali inevitabilmente presenti tendono ad amplificarsi per effetto del campo stesso, grazie al fenomeno fisico della separazione di cariche in un conduttore noto come *effetto punta*. A questo effetto si contrappone quello della tensione superficiale del liquido, che tende a rendere minima l'area superficiale.

Entrambe le sollecitazioni sono proporzionali al raggio di curvatura della superficie, e sono tali che all'aumentare della convessità della superficie si intensifica il valore del campo elettrico locale, ma aumenta anche la forza di tensione superficiale che tende ad appiattire la superficie.

All'inizio degli anni Settanta del secolo scorso lo studioso Sir Geoffrey I. Taylor, studiando il comportamento dei liquidi in campi elettrici intensi, dimostrò che solo poche forme geometriche consentono l'equilibrio tra le sollecitazioni dovute al campo elettrico e alla tensione superficiale. La forma più comune è un cono avente una semiapertura di  $49.3^\circ$ , detto *cono di Taylor*.

Alla sommità del cono di Taylor, quando il campo elettrico applicato tra la superficie del metallo e un opportuno elettrodo acceleratore raggiunge valori dell'ordine di  $10^6 \div 10^7 \text{ V/mm}$ , gli atomi di metallo liquido si ionizzano spontaneamente.

Per effetto dello stesso campo elettrico che ha prodotto la ionizzazione, gli elettroni derivanti da essa vengono spinti all'interno del metallo liquido, mentre gli ioni prodotti sono accelerati ed espulsi all'esterno a velocità considerevoli attraverso un'apertura ricavata nell'elettrodo acceleratore.

Quando le particelle cariche lasciano il metallo liquido per formare il

fascio ionico, il normale flusso idrodinamico del metallo liquido riempie gli spazi vuoti formatisi, fino all'esaurimento del propellente.

Come si è detto, perché si abbia ionizzazione e quindi emissione, il campo elettrico deve assumere valori molto alti; ciò nonostante, poiché il raggio di curvatura della punta del cono è molto piccolo — si ritiene sia dell'ordine di dieci nanometri — voltaggi tra gli elettrodi dell'ordine di qualche kilovolt permettono di creare un campo di intensità molto alta nell'intorno dei coni di Taylor, grazie all'effetto di intensificazione dovuto alla loro particolare forma. La corrente di ioni generata da questo processo va da pochi nanoampere a varie decine di microampere.

In figura 2.1, grazie ad una scansione al microscopio elettronico, è visibile la formazione del cono di Taylor e il successivo fenomeno di emissione.

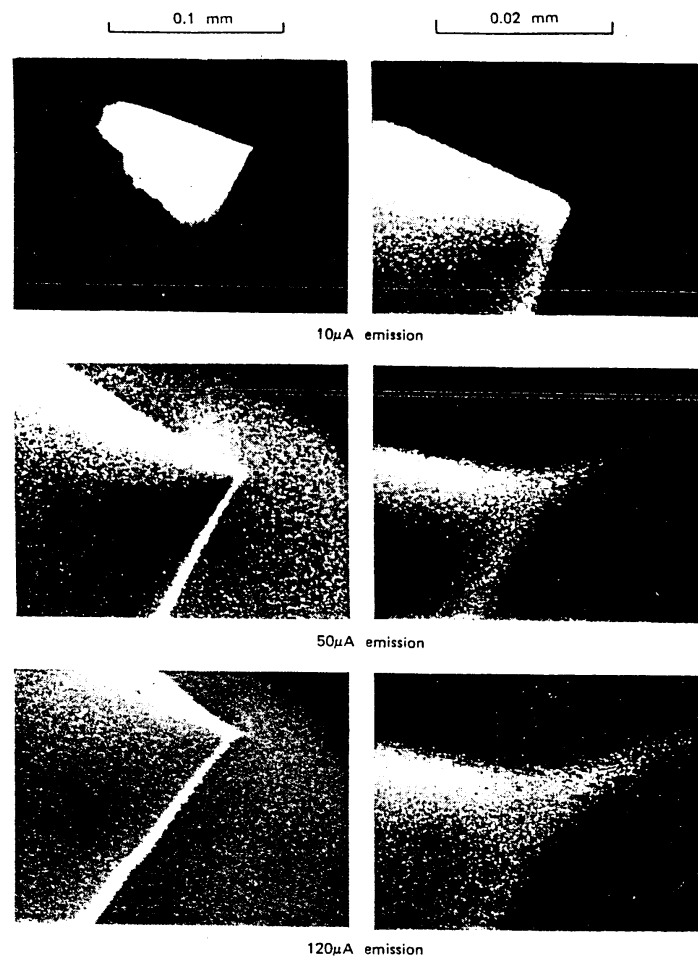


Figura 3.1: Formazione di un cono di Taylor osservata al microscopio elettronico

In particolare, dalla figura si osserva che, in corrispondenza dell'emissione, il cono è caratterizzato da una cuspidè alla sua sommità; ciò perché, in prossi-

mità del vertice, la velocità del metallo liquido è dell'ordine di un metro al secondo, e le forze generate dal flusso di liquido hanno l'effetto di distorcere la punta del cono.

Il meccanismo fisico alla base della formazione di ioni per effetto di campo è stato oggetto di numerosi studi. In particolare, sono state prese in considerazione due possibilità:

- ionizzazione degli atomi neutri sulla superficie del metallo liquido
- evaporazione degli atomi superficiali, e conseguente ionizzazione

Inizialmente era stata ipotizzato il primo meccanismo, ma fu in seguito osservato che, affinché fosse prodotto un numero di ioni paragonabile a quello osservato sperimentalmente, sarebbero state necessarie temperature molto più alte di quelle effettivamente riscontrate. Fu quindi teorizzato il secondo meccanismo, secondo il quale gli atomi di metallo liquido evaporano dal vertice del cono per effetto del campo elettrico; negli atomi evaporati le orbite degli elettroni, alle quali compete un ben preciso valore dell'energia potenziale, vengono distorte dal campo elettrico e subiscono una brusca diminuzione della suddetta energia.

Quando il campo elettrico è sufficientemente elevato, l'energia potenziale degli elettroni scende al di sotto del valore che compete alla superficie libera del metallo, favorendo così il loro rientro nel liquido per *effetto tunnel*. Di conseguenza, si formano ioni positivi, che grazie al campo elettrico si allontanano dal vertice del cono.

L'evaporazione per effetto di campo è considerata oggi il principale meccanismo di produzione di ioni in una sorgente di ioni a metallo liquido — LMIS, *Liquid Metal Ion Source* — sebbene nel caso di elevate correnti di emissione la ionizzazione di atomi superficiali sembri avere un effetto non trascurabile.

Dal 1972, anno in cui il concetto di emissione di campo ha iniziato ad essere studiato, i suddetti meccanismi di ionizzazione sono stati esaminati in vari tipi di configurazioni sperimentali, allo scopo di identificare la configurazione che permettesse di sfruttare al meglio le potenzialità propulsive del fenomeno e aumentare, in particolare, il livello di emissione ionica.

Si è passati dunque da una singolo ago bagnato dal metallo liquido ad una matrice di aghi, fino all'attuale emettitore caratterizzato da una fessura lunga e sottile, di forma all'incirca rettangolare, bagnata con continuità dal metallo liquido. L'evoluzione delle configurazioni sopra descritta è raffigurata in figura 2.3.

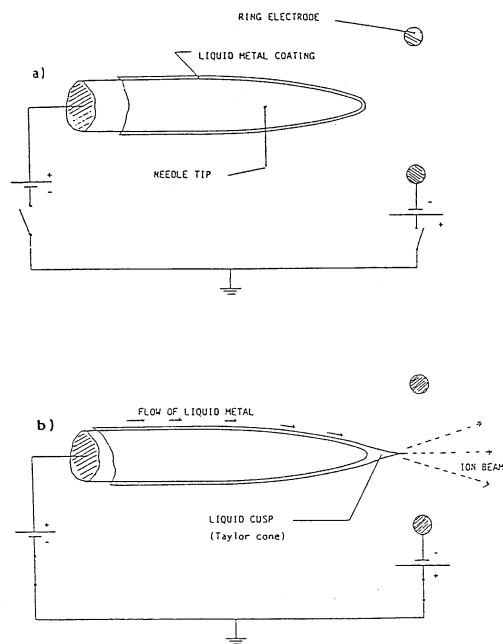


Figura 3.2: Emettitore ad ago

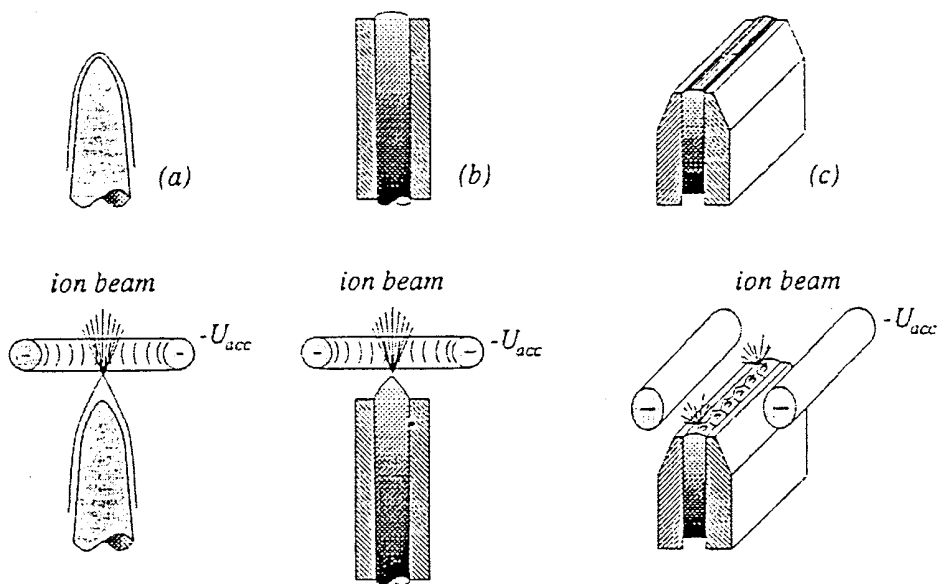


Figura 3.3: Evoluzione dell'emettitore

## 3.2 Elementi costituenti il sistema propulsivo

Gli elementi fondamentali che costituiscono un propulsore ad emissione di campo sono



- unità emettitrice, costituita da emettitore e acceleratore
- sistema di immagazzinamento e alimentazione del propellente
- neutralizzatore
- unità di controllo e regolazione della potenza

Uno schema del propulsore è presentato in figura 2.4.

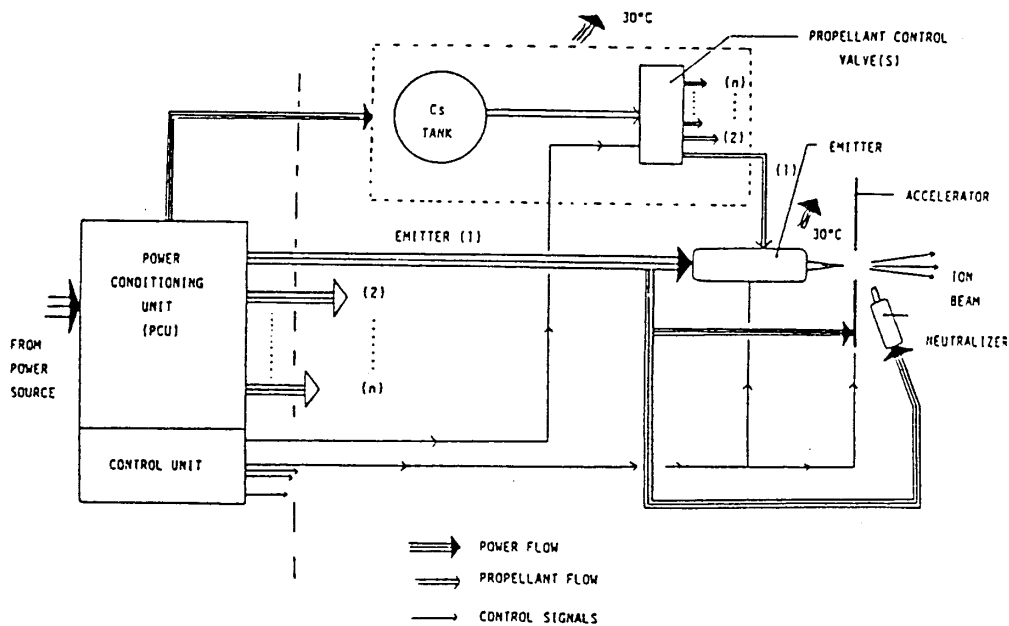


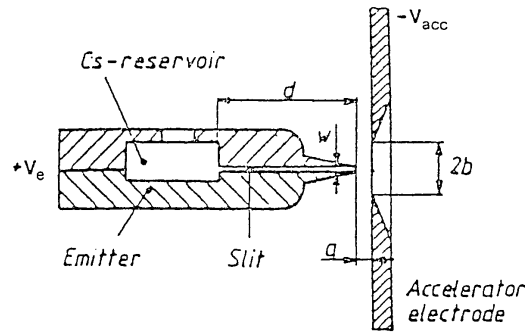
Figura 3.4: Schema di funzionamento del propulsore *FEED*

### 3.2.1 Unità emettitrice

L'unità emettitrice, che rappresenta la parte principale del sistema propulsivo, è costituita da due elementi che hanno la funzione di elettrodi

- l'*emettitore*, con funzione di anodo, in cui è presente il metallo liquido dal quale si ha emissione
- l'*acceleratore*, con funzione di catodo, costituito da una piastra forata posta davanti all'emettitore

La configurazione attualmente utilizzata è quella caratterizzata dalla fessura lineare. Il corpo emettitore è costituito da due metà simmetriche, realizzate in acciaio inossidabile martensitico (0.3% di Carbonio, 13% di Cromo), sebbene in passato siano stati realizzati emettitori in *Inconel X750* (lega di Nickel con un 14%÷17% di Cromo).

Figura 3.5: Modello unidimensionale di un propulsore *FEED*

All'interno di una o di entrambe le metà si ricava una cavità che funge da serbatoio per il propellente, di forma tale da favorire l'afflusso di propellente alla fenditura per capillarità. In corrispondenza della fenditura, le due metà terminano con delle lamine acuminata, la cui funzione è di massimizzare il campo elettrico locale e quindi favorire l'emissione; il valore del raggio di curvatura della punta delle lamine è dell'ordine del micron.

Le parti interne dell'emettitore sono lavorate con estrema cura; dopo la finitura a macchina, le due metà vengono pulite a specchio tramite un'operazione di *lappatura*, allo scopo di ridurre l'impedenza idrodinamica del serbatoio interno e di ottenere tolleranze dimensionali compatibili con la larghezza estremamente ridotta della fenditura che si deve ottenere. Le due metà sono provviste inoltre di fori filettati, per poterne effettuare il serraggio reciproco mediante viti.

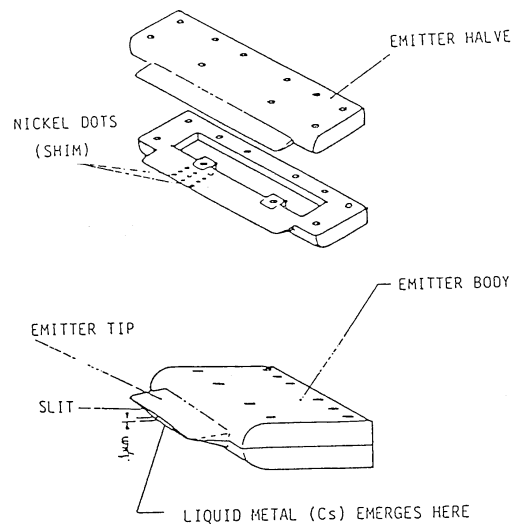


Figura 3.6: Configurazione dell'emettitore

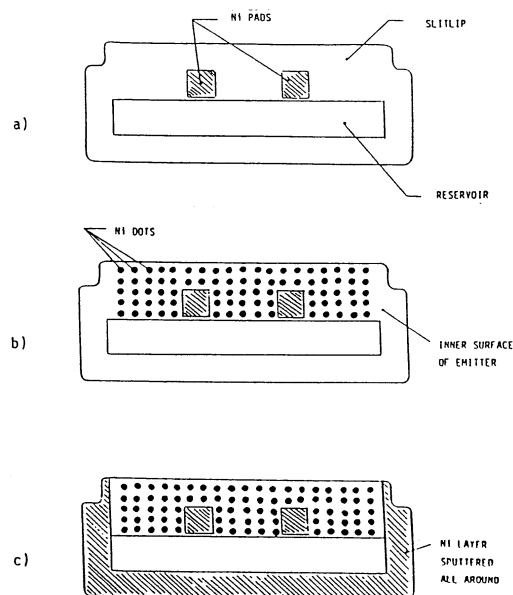


Figura 3.7: Descrizione dell'operazione di elettrodeposizione su una metà dell'emettitore

Dopo la lappatura, su una delle due metà dell'emettitore si procede alla deposizione di un sottilissimo strato di Nickel sulla superficie attorno alla cava, tranne che in corrispondenza della fessura; in questo modo si assicura, avvenuto il serraggio delle due metà, la presenza della fessura che collega il serbatoio con l'esterno, attraverso la quale il metallo liquido fluisce per capillarità fino a raggiungere la zona di emissione.

Il processo di deposizione del Nickel è eseguito mediante spruzzamento catodico — *elettrodeposizione* o *sputtering* — servendosi di un'opportuna maschera forata; per fessure di lunghezza dell'ordine del centimetro o superiore, è opportuno depositare anche punti isolati di Nickel in corrispondenza delle lamine, in modo da garantirne il parallelismo dopo la chiusura dell'emettitore. In linea teorica, non ci sono limitazioni dal punto di vista della lunghezza della fessura; dal punto di vista della producibilità, invece, si hanno dei problemi a realizzare emettitori di lunghezza superiore ai 15 cm, valore che rappresenta la massima lunghezza consentita dalle attuali macchine lappatrici.

Il secondo elemento caratteristico dell'unità emettitrice è l'acceleratore, costituito da una piastra forata posta a distanza  $a$  dall'emettitore; tale piastra presenta come già detto un'apertura di forma ellittica, dai bordi acuminati e di ampiezza  $2b$ , posta in corrispondenza della fessura dell'emettitore per permettere il passaggio del fascio ionico durante l'emissione.

Caratteristica dell'acceleratore, oltre alle grandezze geometriche  $a$  e  $b$ , è l'*angolo di vista* — *FOV*, ovvero *Field of View* — legato alle precedenti

grandezze da

$$\tan(FOV) = \frac{b}{a}$$

La progettazione dell'acceleratore è estremamente importante, perché da esso dipende la geometria del campo elettrico e, di conseguenza, le traiettorie degli ioni. Altre importanti considerazioni sono

- il valore di  $a$  è limitato inferiormente dalla possibilità di innesco di archi elettrici tra emettitore ed acceleratore; il valore correntemente utilizzato è 0.6 mm
- il valore di  $b$  e quindi di  $FOV$  è determinato dall'esigenza di permettere il passaggio del fascio ionico, che sin dall'uscita dall'emettitore presenta caratteristiche non trascurabili di divergenza, minimizzando il rateo di impatto degli ioni con l'acceleratore; il valore di  $FOV$  normalmente utilizzato è di circa  $70^\circ$

### 3.2.2 Sistema di immagazzinamento e alimentazione

Il sistema di alimentazione è costituito al serbatoio per il metallo liquido e da una valvola di controllo per regolarne l'afflusso all'unità emettitrice.

Per i requisiti di semplicità e compattezza che caratterizzano le applicazioni spaziali, tuttavia, si mira ad ottenere l'integrazione del serbatoio con l'unità emettitrice, sfruttando le forze capillari per l'alimentazione del propellente. A questo scopo, la cavità dell'emettitore viene progettata con geometria e stato superficiale adatti all'alimentazione per capillarità, e sufficientemente ampia da consentire l'immagazzinamento del propellente necessario al singolo modulo propulsivo per la durata della missione. Lo studio

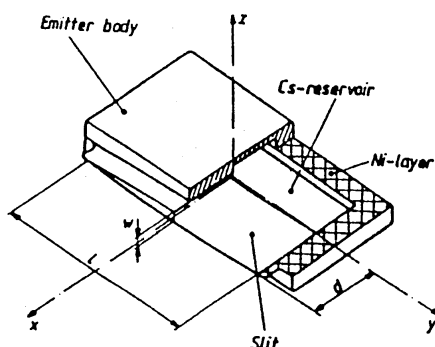


Figura 3.8: Serbatoio per il propellente

della geometria della cavità è importante anche al fine di rendere le forze di massa di perturbazione trascurabili rispetto alla forze capillari, in modo da assicurare la continuità dell'alimentazione del propellente alla fessura.

Questa integrazione porta ad una notevole semplificazione del sistema propulsivo completo, sia dal punto di vista costruttivo che in termini di peso ed ingombro, esaltando ulteriormente le caratteristiche di modularità dei sistemi propulsivi FEEP.

### 3.2.3 Neutralizzatore

Alla fine del precedente capitolo, è stata sottolineata l'importanza della neutralizzazione del fascio ionico emesso dai propulsori elettrostatici. La neutralizzazione è necessaria per due importanti motivi

- emettendo ioni positivi, il veicolo spaziale tenderebbe ben presto a caricarsi negativamente, con effetti deleteri per il funzionamento sia del propulsore che del veicolo stesso
- il fascio ionico non neutralizzato, una volta oltrepassato l'acceleratore, risentirebbe dello stesso potenziale che lo ha accelerato, e rallenterebbe fino a fermarsi e a tornare indietro verso il propulsore — *stallo e riflessione* del fascio —

Concettualmente, il modo più semplice per effettuare la neutralizzazione del fascio è immettervi, poco a valle dell'elettrodo acceleratore, un fascio di elettroni di uguale densità e velocità, ottenuto tramite un catodo realizzato opportunamente e posto entro una distanza minima dall'acceleratore.

### 3.2.4 Unità di controllo e regolazione di potenza

L'unità di regolazione di potenza (*PCU*) permette di convertire la potenza ottenuta tramite il *bus* del veicolo in una quantità di livelli di voltaggio e intensità di corrente, con le seguenti finalità

- alimentazione ad alta tensione dell'emettitore e dell'acceleratore
- alimentazione a bassa tensione del neutralizzatore
- controllo termico del sistema
- gestione del flusso dei dati di telemetria e telecomando

L'unità di controllo, invece, provvede a controllare la regolarità del funzionamento, modificando eventualmente le uscite della PCU.

## 3.3 Analisi del fenomeno di emissione da emettitore lineare

### 3.3.1 Distribuzione dei punti di emissione

In un emettitore a geometria lineare, l'emissione degli ioni non è uniformemente distribuita lungo la superficie libera del metallo liquido, ma risulta

piuttosto concentrata in un numero finito di punti di emissione. Tali punti si formano non appena la differenza di potenziale applicata tra l'emettitore e l'acceleratore raggiunge il valore critico iniziale  $V_0$ , a cui corrisponde il valore del campo elettrico critico  $E_0$ . L'ipotesi che viene assunta è che la condizione critica iniziale corrisponda alla situazione di equilibrio tra le forze di natura elettrostatica e le forze dovute alla tensione superficiale del metallo liquido, equilibrio che si esprime tramite la formazione del cono di Taylor.

E' di particolare interesse lo studio della distribuzione dei punti di emissione lungo la fessura; grazie ad un'osservazione tramite il microscopio a scansione elettronica, è stato possibile osservare che in corrispondenza di una corrente di emissione di alcuni milliampere si ha una distribuzione di circa 1200 punti di emissione al centimetro, tutti tra loro pressoché equidistanti e caratterizzati dalla stessa luminosità.

Contemporaneamente ad essi, si nota la formazione di alcuni punti di emissione di maggiore luminosità, distribuiti in modo non omogeneo, e molto probabilmente dovuti a piccoli difetti sulle pareti della fessura. Inoltre, in corrispondenza delle estremità delle lamine si osserva una regione di elevata brillantezza, dovuta ad un *effetto di bordo* causato da irregolarità dello strato di Nickel; la corrente di emissione dovuta a tale effetto di bordo è assunta pari a circa il 10% della corrente totale emessa.

In un'indagine sperimentale effettuata da *G. Mitterauer* e riportata in [2], è stato appurato che i punti di emissione si sviluppano tutti contemporaneamente, appena il potenziale applicato supera il valore critico. Inoltre, variando l'intensità della corrente emessa non varia il numero o la distribuzione di tali punti, ma solo la loro luminosità, vale a dire la quantità di ioni emessi da ogni singolo punto di emissione.

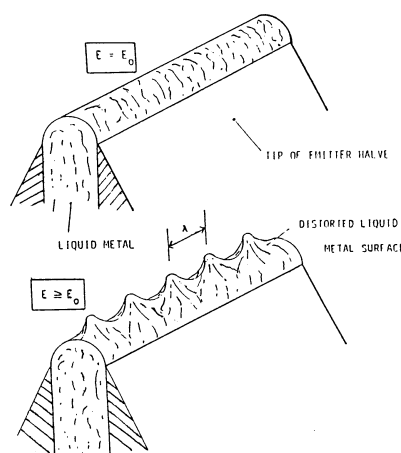


Figura 3.9: Distribuzione dei punti di emissione in un emettitore lineare

L'osservazione sperimentale di una uniforme spaziatura tra i punti di emissione è stata confermata teoricamente dal *modello di Thyagaraya*. Da tale modello, sotto l'assunzione che la superficie del metallo liquido abbia forma iniziale cilindrica, discende che la lunghezza d'onda  $\lambda$  della discontinuità superficiale è indipendente dalle proprietà del liquido, ma dipende soltanto dal raggio di curvatura iniziale  $r_0$  della superficie stessa.

Questa soluzione è valida solo per la condizione critica iniziale, ma dalle osservazioni sperimentali di Mitterauer discende che la lunghezza d'onda  $\lambda$  rimane pressoché costante quando la differenza di potenziale applicata supera il valore critico  $V_0$ .

In figura 2.10 sono raffigurate due diverse ipotesi sul valore del raggio di curvatura  $r_0$ , il quale dipende sia dall'altezza della fessura  $w$  che dal raggio di curvatura  $r_e$  dell'estremità delle lamine; nel caso più realistico di lamine con raggio di curvatura finito, raffigurato a destra, si ha che ponendo  $w = 1.2\mu m$  e  $r_e = 1\mu m$  dal modello di Thyagaraya discende  $\lambda = 5\mu m$ , valore che approssima molto bene la lunghezza d'onda  $\lambda = 7.5\mu m$  ottenuta sperimentalmente da Mitterauer con uguale valore dell'altezza della fessura.

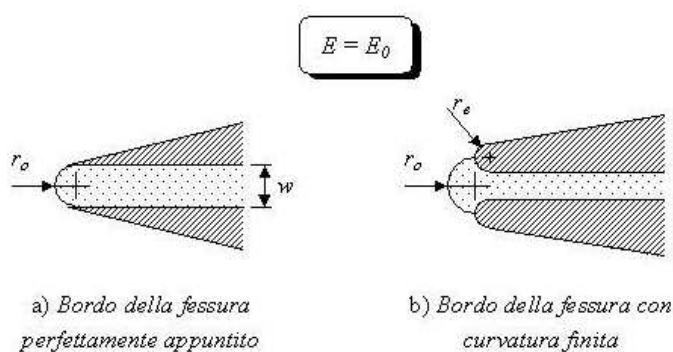


Figura 3.10: Ipotesi sulla forma del menisco liquido

Questa analisi porta a concludere che il valore di  $\lambda$  sia praticamente indipendente dalla tensione applicata agli elettrodi; questo fenomeno può essere spiegato qualitativamente supponendo che la distribuzione dei punti di emissione, determinata dalle condizioni critiche iniziali, rimanga invariata al variare della tensione, a causa del flusso idrodinamico del propellente in corrispondenza degli stessi.

In ogni caso, un elevato numero di punti di emissione può essere ottenuto dall'avverarsi di certe condizioni, quali

- ottima finitura superficiale delle lamine dell'emettitore
- costanza dell'altezza della fessura per tutta la lunghezza dell'emettitore

- bagnamento uniforme delle superfici interne della fessura fino alla punta dell'emettitore
- utilizzo di propellente di elevata purezza

## 3.4 Analisi delle prestazioni dei propulsori ad emissione di campo

### 3.4.1 Parametri fondamentali

Le prestazioni caratteristiche di un emettitore lineare sono influenzate da diversi parametri, che possono essere raggruppati in

- geometrici
- elettrici
- idrodinamici

I parametri geometrici fondamentali sono relativi alle dimensioni della fessura dell'emettitore, in particolare l'altezza  $w$  e la lunghezza  $l$ ; notevole è l'influenza che queste grandezze esercitano sulla portata di massa e quindi sulla spinta ottenibile.

La geometria dei due elettrodi influisce in modo determinante sulla distribuzione del campo elettrico e quindi sul fenomeno dell'emissione; in particolare, risulta molto importante al riguardo il raggio di curvatura  $r_e$  della punta delle lamine.

Di una certa importanza è inoltre la distanza tra  $a$  emettitore e acceleratore, in quanto valori troppo piccoli possono portare all'innescio di archi elettrici tra gli elettrodi in tensione, mentre valori troppo elevati possono rendere difficoltoso l'innescio del fenomeno di emissione.

I parametri elettrici fondamentali sono la tensione di emettitore  $V_e$  e di acceleratore  $V_a$  rispetto a terra, che definiscono la differenza di potenziale totale applicata agli elettrodi

$$\Delta V = V_e + |V_a|$$

che è senz'altro il parametro più importante, in quanto regola la corrente di emissione.

La ripartizione della tensione totale influenza i fenomeni legati alla divergenza del fascio e quindi alla corrente di acceleratore: elevati valori della tensione di acceleratore, a parità di tensione totale, ne comportano infatti un'aumento.

I parametri idrodinamici caratterizzano il comportamento idrodinamico del propellente, e in particolare la sua capacità di bagnamento della fessura.



Il flusso di propellente all'interno del meato è regolato dall *impedenza idrodinamica*  $z$ , che rappresenta di fatto la resistenza offerta dal condotto al suo passaggio. Tale grandezza è espressa dalla relazione

$$z = \frac{64\mu d}{\pi l_c w}$$

nella quale  $\mu$  rappresenta la viscosità cinematica del metallo liquido. Poiché la viscosità è funzione della temperatura, si può ridurre l'impedenza del condotto aumentando la temperatura dell'emettitore.

### 3.4.2 Modello elettrostatico unidimensionale

Con l'ausilio della figura 2.11, che rappresenta il modello unidimensionale di un generico propulsore elettrostatico, è possibile ricavare una relazione tra i parametri elettrici e le grandezze caratteristiche del propellente, in modo da esprimere la velocità di uscita degli ioni emessi dal propulsore.

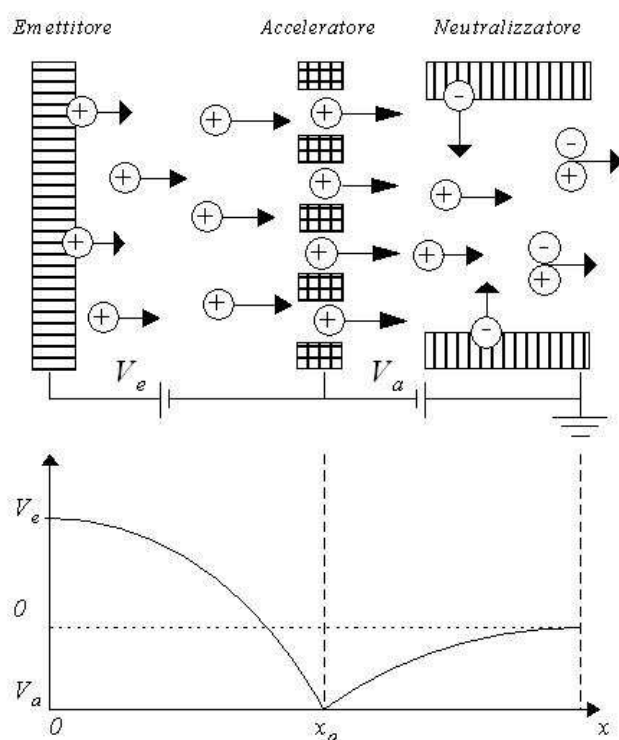


Figura 3.11: Modello unidimensionale di un propulsore elettrostatico

Essendo  $x$  la coordinata lineare nella direzione del fascio ionico, avente origine in corrispondenza dell'emettitore posto a potenziale  $V_e$ , e  $x = x_a$  la posizione dell'elettrodo acceleratore a potenziale negativo  $V_a$ , assumiamo che il fascio emesso sia composto esclusivamente da particelle monoatomiche di

carica  $q$  e massa  $m$ ; dal modello risulta che la loro velocità per  $x = x_a$  è pari a

$$u = \sqrt{\frac{2q(V_e - V_a)}{m}}$$

Il fascio ionico, una volta emesso ed accelerato, deve essere neutralizzato, sia per prevenire l'accumulo di carica sul satellite, sia per evitare che il fascio non neutralizzato, allontanandosi dalla sezione di accelerazione, risenta del potenziale di acceleratore e rallenti fino ad essere fermato e riflesso, causando il cosiddetto *stallo* del fascio ionico.

Un altro effetto del neutralizzatore è quello di generare una zona di potenziale crescente a valle dell'elocità degli elettrodi acceleratore, fino al valore nullo corrispondente alla completa neutralizzazione del fascio; tale effetto riduce la velocità degli ioni, facendo sì che la velocità di scarico sia indipendente dal potenziale di acceleratore:

$$u_e = \sqrt{\frac{2qV_e}{m}}$$

### 3.4.3 Divergenza del fascio

Il fascio di ioni in uscita dall'emettitore presenta in genere una certa divergenza, sia nel piano contenente la fessura che nel piano ad essa ortogonale; per descrivere tal effetto si definiscono l'*angolo azimutale*  $\alpha$  e l'*angolo trasversale*  $\beta$ , come descritto in figura 2.12. La divergenza lungo  $\alpha$  può essere spiegata dalla formazione di punti di emissione con asse esterno al piano di simmetria della fessura, mentre la divergenza lungo  $\beta$  sembra essere legata essenzialmente ad effetti di bordo.

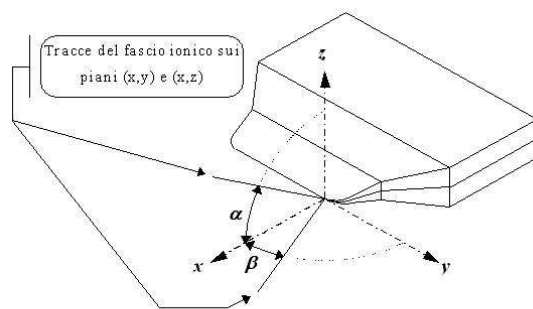


Figura 3.12: Angoli di divergenza del fascio di un propulsore *FEED*

La grandezza che influisce maggiormente sulla divergenza del fascio è, a parità di tensione totale applicata, la tensione di acceleratore, all'aumentare della quale si osserva un'incremento di tale effetto. Tipici valori degli angoli di divergenza sono  $\alpha = 30^\circ \div 40^\circ$  e  $\beta = 10^\circ \div 15^\circ$ .

### 3.4.4 Spinta

Per ottenere un'espressione teorica della spinta generata da un propulsore ad emissione di campo si fanno le seguenti ipotesi:

- *il fascio ionico sia costituito esclusivamente da ioni monoatomici a singola carica*; tale ipotesi è ragionevole in quanto il contributo della carica trasportata da ioni poliatomici è piccolo
- *la divergenza del fascio ionico sia nulla*; tale ipotesi verrà in seguito scartata introducendo un opportuno fattore correttivo

L'espressione della spinta è data dalla relazione

$$T = \dot{m}^+ \cdot u_e$$

Tenendo conto dell'espressione della velocità di uscita, possiamo scrivere

$$\dot{m}^+ = I_e \cdot \frac{m}{e}$$

dove  $I_e$  è la corrente di emettitore e  $e$  è la carica elementare, in considerazione del fatto che uno ione a singola carica ha carica pari a quella dell'elettrone. Sostituendo, otteniamo

$$T = I_e \cdot \sqrt{\frac{2V_e m}{e}}$$

Essendo  $e = 1.602 \cdot 10^{-19}C$  e scegliendo il Cesio come propellente, per cui  $m = m_{Cs} = 2.207 \cdot 10^{-25}kg$ , si ottiene per la spinta teorica l'espressione finale

$$T = 1.66 \cdot 10^{-3} I_e \sqrt{V_e}$$

Per tenere conto dell'effetto penalizzante dovuto alla divergenza del fascio, si introduce il fattore correttivo  $\delta$ , definito come

$$\delta = \frac{\sin \alpha}{\alpha} \frac{\sin \beta}{\beta}$$

da cui, moltiplicando per tale fattore l'espressione della spinta teorica, otteniamo l'espressione della *spinta corretta*

$$T_c = 1.67 \cdot 10^{-3} I_e \sqrt{V_e} \delta$$

Le espressioni di  $T$  e  $T_c$  forniscono risultati in Newton, essendo  $I_e$  e  $V_e$  espressi rispettivamente in ampere e Volt.

### 3.4 Analisi delle prestazioni dei propulsori ad emissione di campo

Nel grafico di figura 2.13 è riportata la spinta in funzione della radice della tensione di emettitore, per un assegnato valore della corrente di emissione che nel caso specifico è di 10 mA; si osservi come sia piccola la differenza tra l'andamento della spinta teorica e quello della spinta corretta. La spinta corretta, inoltre, risulta praticamente coincidente con la spinta effettivamente misurata tramite un'opportuna bilancia dinamometrica, e rappresentata dall'andamento per punti.

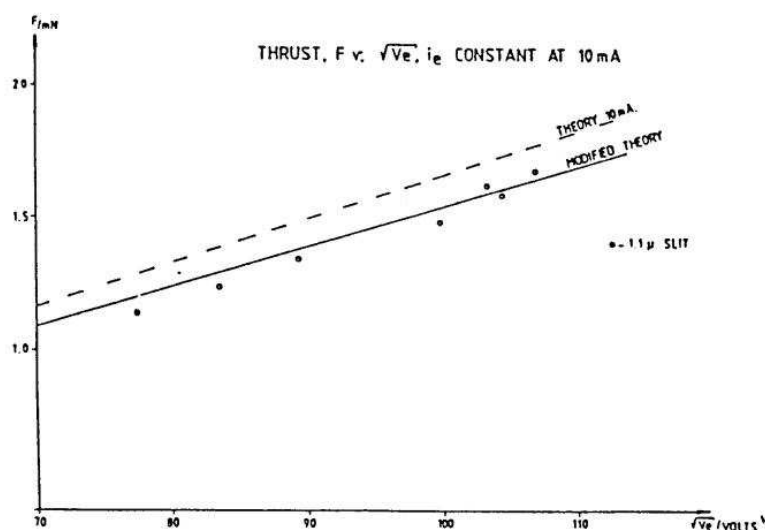


Figura 3.13: Andamento della spinta in funzione della tensione di emettitore

I livelli di spinta ottenibili con i propulsori ad emissione di campo sono dell'ordine di alcuni milliNewton, e dipendono dalla lunghezza  $l$  della fessura dell'emettitore. Il confronto tra le prestazioni di due diversi emettitori viene fatto paragonando le rispettive *densità lineari di spinta*  $D$ , definite come il rapporto tra la spinta totale e la lunghezza della fessura

$$D = \frac{T}{l}$$

#### 3.4.5 Impulso specifico

L'espressione dell'impulso specifico può essere ricavata da quella della velocità di uscita, ottenendo

$$I_{sp} = \frac{u_e}{g_0} = \frac{1}{g_0} \sqrt{\frac{2V_e e}{m}}$$

Sostituendo i valori della massa e della carica del singolo ione, otteniamo

$$I_{sp} = 122 \sqrt{V_e}$$

L'espressione della velocità di scarico utilizzata per la determinazione della spinta è stata ricavata, come già detto, nell'ipotesi che la sola specie emessa sia lo ione  $Cs^+$ . In realtà, sono presenti nel fascio anche altre specie ioniche, in particolare ioni molecolari  $Cs_2^+$  e  $Cs_3^+$ , che possedendo masse diverse hanno anche una differente velocità di uscita.

Si introduce allora la cosiddetta *velocità di scarico effettiva*  $u_{eff}$ , che risulta dalla media pesata delle varie velocità

$$u_{eff} = \frac{\sum_{j=1}^n m_j u_j}{\sum_{j=1}^n m_j}$$

## 3.5 Scelta del propellente

In linea di principio, tutti i liquidi conduttori possono essere utilizzati come propellente; poiché, però, quello che si desidera ottenere è emissione di ioni e non di microgocce o altri aggregati, è necessario fare uso di un metallo o di una miscela di metalli.

I requisiti principali richiesti al propellente per un propulsore ad emissione di campo sono di seguito riassunti:

- la massa atomica della specie o del composto deve essere alta, in quanto determina la massima spinta ottenibile
- il propellente deve avere una temperatura di fusione facilmente raggiungibile dai sistemi di immagazzinamento, alimentazione ed emissione, senza causare un eccessivo consumo di potenza
- il propellente deve avere una buona capacità di fluire all'interno del sistema di alimentazione, di risalire all'interno di fessure capillari e di mantenere lo strato di liquido sufficiente a garantire l'emissione. Il propellente deve avere anche buone caratteristiche di bagnamento sui materiali che compongono l'emettitore e il sistema di alimentazione, e contemporaneamente mostrare con essi minima interazione chimica
- per effetto dell'applicazione di un intenso campo elettrico, il propellente deve emettere materia sotto forma di ioni, e non di microgocce o altri aggregati; ciò si verifica se si mantiene limitato il riscaldamento delle punte dei coni di Taylor per effetto Joule. Esiste un modello, elaborato da Crowley, per cui l'emissione di ioni è tanto migliore quanto minore è il cosiddetto *rapporto di Crowley* tra la resistività elettrica  $\rho$  e la conducibilità termica  $\theta$  del metallo liquido

Alcuni requisiti secondari che il propellente deve soddisfare sono

- bassa pressione di vapore, per evitare che la vaporizzazione termica del metallo liquido contamini superfici molto sensibili del veicolo, come i pannelli solari, o favorisca l'innesco di archi elettrici tra emettitore e acceleratore

- basso potenziale di ionizzazione, per agevolare l'estrazione degli ioni
- resistenza alla segregazione
- assenza di tossicità
- facilità di produzione
- basso costo

In tabella 2.1 sono presentati i principali parametri di valutazione di un possibile propellente per alcuni metalli puri, mentre nella tabella sono presentati gli stessi parametri per una serie di leghe binarie e ternarie; tali dati sono tratti da una ricerca effettuata da Stewart e Wilson nel luglio 1984, presso il *Fulmer research institute*.

	<i>Punto di fusione</i> °C	<i>Massa atomica</i>	<i>Rapporto di Crowley</i>
$In_{22}Bi$	72	36	0.0147
$Sn_{43}Bi$	139	157	0.0134
$Au_{29}Sn$	280	174	0.036
$In$	156	115	0.0077
$Hg_{10}Pb_{13}Sn$	35	184	0.0799
$Ca$	30	70	0.0102
$In_{16.5}Ca$	16	77	0.00957
$Cs$	29	133	0.0188

Tra tutti i metalli puri, il Cesio è quello che mostra le migliori caratteristiche, in particolare

- elevata massa atomica - 133
- basso potenziale di ionizzazione - 3.89 eV
- basso punto di fusione - 28.4° C
- buone caratteristiche di bagnabilità con molte superfici metalliche

D'altra parte, il Cesio presenta alcuni aspetti svantaggiosi come

- elevato valore della pressione di vapore
- forte reattività con l'aria
- alto costo

Sulla base dei buoni risultati ottenuti con il Cesio, Wilson e Fulmer hanno stabilito dei vincoli primari nella scelta del propellente

- massa atomica maggiore di 100

- temperatura di fusione minore di 327° C
- rapporto di Crowley inferiore a 0.0188

e sulla base di essi hanno individuato circa quaranta tra metalli e leghe metalliche che possono rappresentare un'alternativa al Cesio, e le cui caratteristiche sono riportate nella tabella di figura 2.14.

Propellant	Primary characteristics			Secondary characteristics									
	Melting Temperature °C	Atom Mass	$P/\rho^*$	Vapour pressure of the most volatile species, $\log_{10}$ torr, at superheated temperatures of		Calculated beam efficiency	Interaction tendencies with						Material costs, £.g <sup>-1</sup>
				20°C	50°C		Al	Fe	Mo	NI	Ti	W	
Au-295Sn	280	174	0.0036	LV	LV	0.966	I	I	I	I	I	OK	13.94
In-228Al	72	136	0.0147	-19.4 (Ni)	-17.3	0.987	OK	I		OK	I	I	1.07
In-370Hg	-30	147	0.0186	-4.1 (Hg)	-2.9	0.984	OK			OK	I	I	0.82
Pb-388Au	300	137	0.0143	-3.1 (Au)	-2.4	0.767	OK	OK			OK	I	0.31
Tl-288Au	131	202	0.0131	LV	LV	0.99993	I	OK			I	I	5.95
Tl-208Hg	203	167	0.0181	LV	LV	0.765	I	OK			I	I	1.46
Au-156Ge-155b	290	167	0.0061	LV	LV	0.955	I	I			I	I	14.65
In-318Ni-6Cd	61.5	134	0.0182	-7.5 (Cd)	-6.2	0.983	OK				I	I	0.83
Zn-22Cd-21Pb	145	136	0.0182	-4.4 (Cd)	-3.5	0.958	I	I			I	I	0.17
Bi-Cd-Cu-Mn-Ni-Sn	308	147	0.0172	-0.8 (Cd)	-0.3	0.906	I	I	I	I	I	I	0.06
Pb-Ag-Cd-Cu-In-Ni-Zn	288	153	0.0171	-1.1 (Cd)	-0.6	0.948	I	I			I	I	0.35
Cd	321	112	0.0080	-0.9 (Cd)	+0.15	1.000	OK	OK			I	I	0.23
Cd-88Au	309	119	0.0071	-1.1 (Cd)	-0.6	0.995	I	I			I	I	2.50
Cd-210u	314	111	0.0074	-1.0 (Cd)	-0.5	0.998	I	OK			I	I	0.23
Cd-200Cu	258	104	0.0084	-2.0 (Cd)	-1.6	0.990	I	I			I	I	0.46
Cd-5.58Au	291	107	0.0073	-1.4 (Cd)	-0.9	0.978	OK	OK			I	I	0.28
Cd-75b	290	113	0.0097	-1.4 (Cd)	-0.9	0.9999	OK	I			I	I	0.26
Cd-272In	264	100	0.0071	-1.9 (Cd)	-1.5	0.984	I	I			I	I	0.24
Cu	30	123	0.0188	-5.5 (Cu)	-4.6	1.000	OK	OK					9.12
Cu-258Au	-19	105	0.0081	-8.8 (Cu)	-7.1	0.831	OK	OK					8.83
Cu-50Kb	9	109	0.0112	-5.7 (Cu)	-4.7	0.988	OK	OK					8.37
In	156	115	0.0077	-19.4 (In)	-18.0	1.000	OK		OK	I	I	I	1.52
In-38g	158	115	0.0069	-19.4 (In)	-18.0	0.99997	I			I	I	I	1.58
In-26Cd	125	114	0.0080	-5.0 (Cd)	-4.1	0.99998	I			I	I	I	1.23
In-6Cu	153	114	0.0074	LV	LV	0.999	I		OK	I	I	I	1.55
In-475u	117	117	0.0108	LV	LV	0.99993	I	I		I	I	I	0.89
In-52u	143	112	0.0077	-6.5 (Zn)	-5.5	0.995	I	I		I	I	I	1.53
Sn	232	119	0.0157	-21.9 (Sn)	-20.1	1.000	OK	I	I	I	I	OK	0.13
Sn-4Ag	221	118	0.0128	LV	LV	0.9999	I	I	I	I	I	OK	0.20
Sn-2Al	228	117	0.0147	LV	LV	0.977	OK	I	I	I	I	I	0.14
Sn-6Au	217	123	0.0134	LV	LV	0.997	I	I	I	I	I	OK	1.77
Sn-33 Cd	177	117	0.0125	-3.5 (Cd)	-2.5	0.9998	OK	I	I	I	I	I	0.13
Sn-1.3Cu	227	118	0.0147	LV	LV	0.998	I	I	I	I	I	OK	0.13
Sn-51.1	222	113	0.0149	-7.7 (Li)	-6.8	0.743	I	I	I	I	I	I	0.13
Sn-99Hg	200	110	0.0132	-6.7 (Hg)	-5.8	0.909	I	I	I	I	I	I	0.13
Sn-100Au	220	109	0.0121	-4.4 (Au)	-3.9	0.897	OK	I	I	I	I	OK	0.21
Sn-152u	198	111	0.0139	-4.7 (Zn)	-3.9	0.986	I	I	I	I	I	OK	0.14
Cd-4As-4In	318	111	0.0077	-0.3 (As)	+0.2	0.998	OK				I	I	0.30
In-27Cd-27Pb	112	132	0.0106	-7.5 (Cd)	-6.2	0.989	OK				I	I	1.31
Sn-1.8Au-2.4Zn	210	117	0.0133	-2.4 (As)	-1.7	0.996	I	I	I	I	I	I	0.14
Sn-15In-155b	230	119	0.0181	LV	LV	0.991	OK	I	I	I	I	I	0.40

LV - low vapour pressure  
I - intermetallic compounds are formed or the propellant is soluble to the extent of at least 5%  
OK - Published phase diagrams indicate no intermetallic compound formation or appreciable solubility.  
\* - See Table 1.

Figura 3.14: Caratteristiche dei possibili propellenti per un propulsore *FEFP*

Sulla base delle caratteristiche secondarie elencate sopra, sono stati successivamente scartate le leghe contenenti Cadmio, Mercurio e Sodio a causa della tossicità o dell'elevata pressione di vapore, che rendono problematica la sperimentazione. Le leghe contenenti Oro, inoltre, sono state scartate a causa del costo, mentre le leghe di Indio, Stagno e Cesio presentano una massa troppo ridotta.

Particolare interesse rivestono le leghe binarie di Indio, poiché presentano basse pressioni di vapore e numeri di Crowley dimezzati rispetto al Cesio. Inoltre, pur richiedendo per il primo bagnamento con le superfici dell'emettitore che quest'ultime vengano sottoposte ad una procedura di bombardamen-

to elettronico, consentono di effettuare i successivi bagnamenti in ambiente, poiché non reagiscono con l'aria.

Si arriva, così, ad identificare come valide alternative al Cesio l'Indio ed alcune sue leghe quali  $In_{47}Sn$  o  $In_{22}Bi$ ; alla base di questa scelta ci sono

- la minore pressione di vapore e il minor rapporto di Crowley dell'Indio rispetto al Cesio
- la possibilità di risolvere i problemi di primo bagnamento dell'Indio a terra, prima del lancio, senza bisogno di portare in orbita l'attrezzatura per il bombardamento con Argon
- il minore costo dell'Indio rispetto al Cesio
- la sua minore reattività in aria

Non sorprende, così, che per il controllo in orbita della carica del satellite Geotail, sia stato utilizzato un emettitore di ioni ad effetto di campo funzionante con Indio.

Bisogna sottolineare però che

- l'Indio presenta una tensione superficiale pari a  $0.56 J/m^2$ , rispetto ai soli  $0.07 J/m^2$  del Cesio; ciò comporta che la tensione di soglia del primo, a parità di geometria dell'emettitore, risulti circa tre volte superiore di quella del secondo
- il potenziale di prima ionizzazione dell'Indio è circa 1.5 volte quello del Cesio
- l'elevata temperatura di fusione dell'Indio comporta che la potenza necessaria per il controllo termico del propellente sia decisamente più alta di quella necessaria per il Cesio, soprattutto nelle fasi di orbita in cui il veicolo è in ombra
- la minima reattività dell'Indio in aria è compensata dal fatto che, in ogni caso, è necessario sigillare gli emettitori in vuoto o in atmosfera di Argon dopo le prove di sparo, per prevenire eventuali contaminazioni delle superfici emittenti e del propellente durante le fasi di immagazzinamento e di preparazione al lancio

Detto questo, si comprende che nonostante l'attuale tendenza a produrre bassi valori di spinta, i vantaggi dell'utilizzo dell'Indio sono senz'altro minori degli svantaggi, soprattutto prendendo in considerazione lunghe missioni in cui il propellente necessario comporta una riserva notevole e si presenta il problema della potenza richiesta per il controllo termico dell'unità emettitrice.



## Capitolo 4

# Studi preliminari su metodi di incremento del numero di punti di emissione

### 4.1 Introduzione

Per quanto indubbiamente vantaggiosa, la tecnologia propulsiva basata sul fenomeno dell'emissione di campo presenta un'evidente limite applicativo nelle consuete missioni spaziali a causa dei bassi livelli di spinta ottenibili.

Come già detto nel precedente capitolo, per un dato propellente la spinta di un propulsore *FEEP* è direttamente legata al valore del voltaggio applicato all'emettitore, ed aumenta al crescere di quest'ultima; ciò nonostante, la tensione di emettitore non può essere aumentata indefinitamente, per non incorrere in indesiderate scariche elettriche tra emettitore ed acceleratore che peggiorerebbero notevolmente le prestazioni del propulsore stesso.

Di conseguenza, una possibilità di aumentare la spinta di un propulsore *FEEP* è data dall'innalzamento del numero dei punti di emissione, ognuno dei quali contribuisce singolarmente al fenomeno dell'emissione e quindi alla spinta.

Fermo restando che il numero di tali punti di emissione non varia, a parità di geometria, al variare del potenziale tra gli elettrodi, è evidente che la più semplice soluzione al problema è incrementare la superficie emittente, passando da una geometria prettamente lineare tipica dei propulsori *FEEP* finora sviluppati a una geometria di tipo planare, allo scopo di ottenere la formazione di punti di emissione con una distribuzione di tipo bidimensionale.

### 4.1.1 Comportamento di una superficie planare di metallo liquido sottoposta a campo elettrico

Il problema del comportamento di un fluido conduttivo sottoposto ad un campo elettrico può essere schematizzato come in figura 4.1, considerando uno strato di tale liquido posto su un elettrodo piano, nel vuoto. La superficie libera indisturbata del liquido è posizionata in corrispondenza della coordinata verticale  $z = 0$ , mentre l'elettrodo è posto a  $z = -h$ ; un secondo elettrodo è posto in corrispondenza di  $z = b$ , e tra i due elettrodi è applicato una differenza di potenziale  $\Delta V$ .

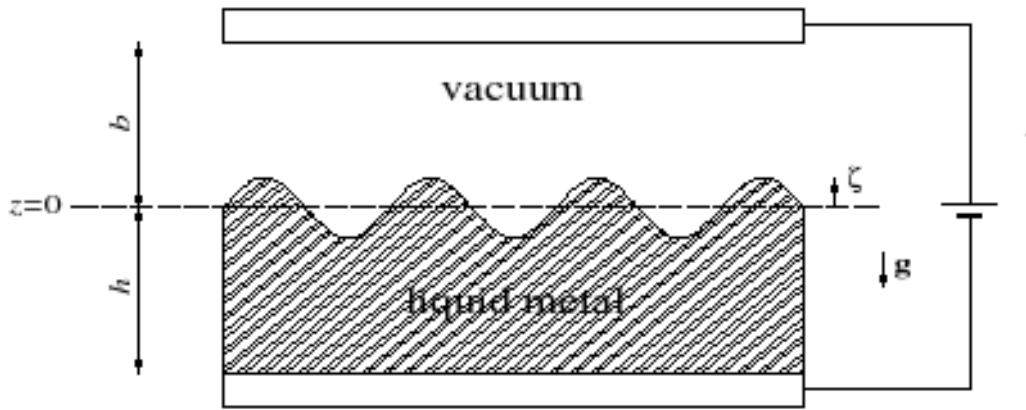


Figura 4.1: Sistema di riferimento

La dinamica del fluido sotto l'azione del campo elettrico  $E = \Delta V/b$  è legata essenzialmente all'altezza dello strato di liquido e alle condizioni al contorno, espresse dalle caratteristiche fisiche e geometriche dell'elettrodo superiore e delle pareti del recipiente che contiene il fluido.

Uno dei casi più semplici è quello in cui l'elettrodo superiore è a distanza infinita —  $b \rightarrow \infty$  — e il fluido, approssimato come non viscoso e incompressibile, è contenuto in un recipiente di geometria anch'essa infinita nel piano normale alla direzione verticale.

Le equazioni che governano il sistema sono:

$$\nabla \cdot \underline{v} = 0$$

$$\rho \left[ \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 \underline{v} + \rho \underline{g}$$

per il metallo liquido, e

$$\nabla \times \underline{E} = 0$$

$$\nabla \cdot \underline{E} = 0$$

per lo spazio tra gli elettrodi, essendo:

- $\rho$  la densità del metallo liquido
- $\nu$  la viscosità cinematica
- $\eta = \nu/\rho$  la viscosità dinamica
- $\underline{g} = [0; 0; -g]$  il vettore accelerazione di gravità
- $\underline{v} = [v_x; v_y; v_z]$  il vettore velocità del liquido
- $\underline{E} = [0; 0; E_z]$  il vettore campo elettrico, supposto in ogni punto perpendicolare alle superfici degli elettrodi

Applicando le opportune condizioni al contorno alla superficie libera del metallo liquido e alla superficie inferiore del recipiente insieme alle condizioni di campo elettrico normale agli elettrodi, e limitandosi ad un'analisi di tipo lineare, otteniamo una relazione detta *equazione di dispersione*, che lega il numero d'onda della deformazione superficiale alla sua velocità di crescita.

Tale equazione è della forma

$$\rho s^2 = -\sigma k^3 + \varepsilon_0 E_z^2 k^2 - \rho g k$$

nell'ipotesi di *strato di liquido sottile* —  $kh \ll 1$  —, e del tipo

$$\rho s^2 = (-\sigma k^3 + \varepsilon_0 E_z^2 k^2 - \rho g k) \tanh(kh)$$

nell'ipotesi di *strato di liquido spesso* —  $kh \gg 1$  —, essendo ancora

- $\sigma$  la tensione superficiale del fluido
- $\varepsilon_0$  la permittività del vuoto

L'equazione di dispersione può anche essere scritta in forma adimensionalizzata

$$s'^2 = -k'^3 + 2\Phi^2 k'^2 - k'$$

essendo

- $s' = s \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g^3}}$
- $\Phi = 1/2 \varepsilon_0 E_z^2 (\rho g \sigma)^{-1/2} = E_z^2 / E_c^2$
- $k' = k / k_c$

La condizione  $s'(k) = 0$  individua la *curva di stabilità marginale*; al di sotto di tale curva sono rappresentati stati  $(\Phi, k)$  per i quali il sistema è stabile, mentre al di sopra di essa si trovano gli stati instabili. In particolare, sono possibili numerosi modi di instabilità, caratterizzati da differenti valori

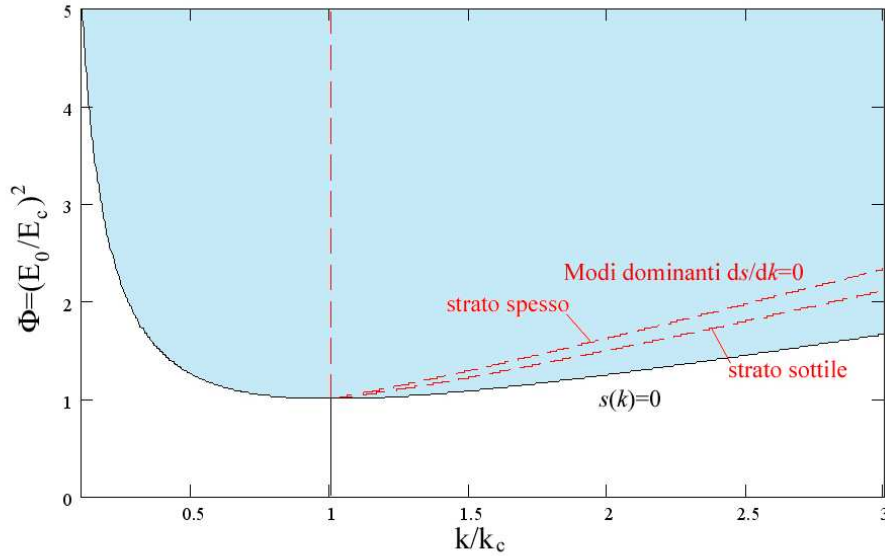


Figura 4.2: Curva di stabilità marginale

del numero d'onda  $k$ , e quindi della lunghezza d'onda  $\lambda$  e della velocità di crescita  $s$ .

Tra tutti questi modi, quello che prevale e caratterizza l'instabilità è detto *modo dominante*. Si suppone comunemente che il modo dominante sia quello con massima velocità di crescita  $s = s_{max}$ , soluzione dell'equazione  $\partial s / \partial k = 0$  nell'ipotesi di  $\Phi = cost$ .

Il meccanismo fisico di selezione del modo dominante è molto complesso, ed è influenzato da numerosi fattori quali la forma e la dimensioni del recipiente che contiene il metallo liquido, l'interazione del metallo con le pareti del recipiente stesso, il campo elettrico ambientale e la modalità di applicazione della differenza di potenziale che lo genera, nonché alcune non linearità intrinseche nel problema.

Il caso più semplice che possiamo considerare nell'analisi della selezione del modo dominante è quello in cui il campo elettrico è applicato tra la superficie libera del metallo e un elettrodo posto a distanza infinita da essa, in modo che le linee di campo siano in ogni punto perpendicolari alla superficie stessa; inoltre, un'ulteriore fondamentale ipotesi semplificativa è quella di supporre che il recipiente che contiene il metallo liquido abbia dimensioni

infinite nel piano contenente la superficie libera, in modo da poter trascurare gli effetti vincolanti della geometria e l'interazione tra il liquido e le pareti del recipiente.

Sotto tali ipotesi, l'instabilizzazione della superficie si verifica quando il campo elettrico applicato è superiore al valore del *campo elettrico critico*  $E_c$

$$E_c^\infty = \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_0} \sqrt{\rho g \sigma}}$$

che dipende esclusivamente dalle caratteristiche del metallo liquido in esame. A tale valore del campo elettrico corrispondono una lunghezza d'onda critica

$$\lambda_c = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}$$

e un numero d'onda critico

$$k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} = \sqrt{\frac{\rho g}{\sigma}}$$

che caratterizzano il tipo di instabilità che si forma sulle superficie libera del metallo liquido.

Per valori del campo elettrico superiori al valore critico, si possono ottenere numerosi modi di instabilità, ognuno dei quali caratterizzato dallo stesso valore di  $\Phi = E_0^2/E_c^2$  relativo al campo elettrico applicato e da un diverso valore del numero d'onda, e quindi della lunghezza d'onda dell'instabilità superficiale.

Di conseguenza, risulta in linea teorica possibile ottenere un modo dominante di instabilità caratterizzato da un'onda superficiale della lunghezza d'onda desiderata, applicando agli elettrodi una differenza di potenziale tale da generare il campo elettrico necessario.

Nella realtà, però, tale modo di instabilità può instaurarsi quale modo dominante del sistema solo se il campo elettrico raggiunge il valore desiderato in un tempo sufficientemente breve, il che implica che la differenza di potenziale che lo genera deve essere applicata agli elettrodi con tempi di salita rapidissimi. Se, infatti, il valore del campo elettrico desiderato è raggiunto troppo lentamente, la transizione all'instabilità avviene prima di raggiungere il potenziale voluto; in particolare, applicando il potenziale desiderato con un tempo di salita troppo lento, la transizione si verifica ad un valore inferiore del campo elettrico, e una volta innescata l'instabilità ulteriori aumenti del potenziale non variano le caratteristiche del modo eccitato per primo.

Analiticamente, il tempo in cui si raggiunge il valore desiderato del campo elettrico deve essere inferiore al tempo di crescita  $1/s$ , se si vuole che la condizione  $\partial s/\partial k = 0$  per  $E = cost$  corrisponda al modo dominante dell'instabilità.

A tale limitazione si aggiunge l'effetto dovuto alla geometria non infinita del recipiente che contiene il metallo liquido. In tal caso, la selezione del modo dominante di instabilità è ristretta ad un intervallo discreto di numeri d'onda, a causa delle condizioni di ancoraggio del liquido alle pareti e della dimensione caratteristica del recipiente, che vincola la semilunghezza d'onda dell'instabilità superficiale ad essere un sottomultiplo intero di tale dimensione, come raffigurato nella figura 4.3.

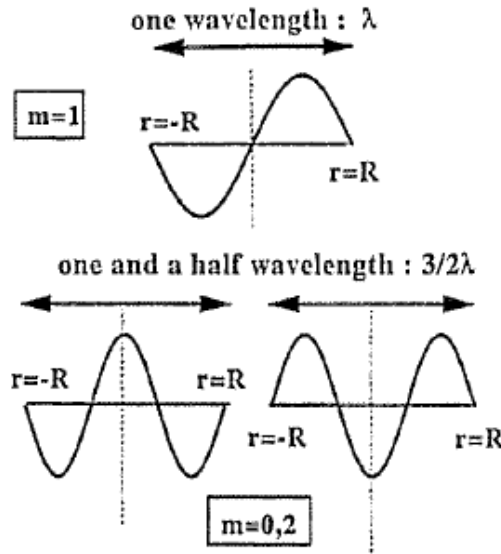


Figura 4.3: Influenza della geometria vincolata sulle instabilità superficiali

Se consideriamo che il metallo sia contenuto in un recipiente cilindrico di raggio dell'ordine, o minore, della lunghezza d'onda critica, abbiamo che il valore del campo elettrico critico  $E_c$  aumenta, al diminuire del raggio, rispetto al valore del campo elettrico critico  $E_c^\infty$  corrispondente a una superficie di geometria infinita.

La legge di variazione del campo elettrico critico con la dimensione caratteristica della superficie è ben rappresentata dalla relazione

$$E_c(R)^2 = E_c^\infty(R)^2 \left[ 1 + \left( \frac{\xi_0}{R} \right)^2 \right]$$

essendo  $\xi_0 = \sqrt{\sigma/\rho g}$ .

Perciò, l'effetto della cosiddetta *geometria confinata* è quello limitare sensibilmente i modi di instabilità che possono instaurarsi come modo dominante per il sistema considerato. Da una parte, infatti, al diminuire della dimensione caratteristica del recipiente aumenta il valore del campo elettrico critico rispetto al caso ideale di geometria infinita; dall'altra, l'interazione del

metallo liquido con le pareti e la necessità per l'onda superficiale di essere contenuta nel recipiente stesso esclude numerosi valori del numero d'onda dall'intervallo individuato dal campo elettrico applicato.

Tale comportamento caratteristico di un metallo liquido è stato verificato sperimentalmente sottoponendo un recipiente contenente Gallio liquido all'azione di un intenso campo elettrico in un ambiente di ultra-alto vuoto.

Nell'esperimento effettuato, una quantità di Gallio liquido pari a 3 grammi è stata posta all'interno di un contenitore di vetro tipo *Pyrex*, di pianta circolare, del diametro di 50 *mm*. Tra la superficie libera di tale metallo e un elettrodo acceleratore opportunamente posizionato è stata instaurata una differenza di potenziale progressivamente crescente, per osservare il comportamento della superficie stessa sottoposta a valori sempre più elevati di campo elettrico, potendo ipotizzare che nella zona in prossimità del centro della superficie libera la direzione del campo fosse ad essa perpendicolare.

Nella prima fase dell'esperimento l'elettrodo acceleratore è stato posto ad una distanza dalla superficie del Gallio pari a 2.5 *mm*, e ai due elettrodi è stata applicata una differenza di potenziale progressivamente crescente. La superficie è rimasta immutata, e non si è rilevata alcuna corrente di emissione, fino ad una differenza di potenziale applicata di 14 *kV*, in corrispondenza della quale si è formata un'unica protuberanza arrotondata al centro della superficie, che nel volgere di pochi secondi è cresciuta fino a toccare l'elettrodo acceleratore e a creare un corto circuito, che ha reso inutili ulteriori applicazioni di voltaggio agli elettrodi.

Tale fenomeno è raffigurato nella figura 4.4(a), che rappresenta un'immagine del sistema emettitore - acceleratore ripresa da una telecamera tipo attraverso un oblò della camera a vuoto, e catturata tramite un programma di elaborazione video.

Nella figura, il contorno della protuberanza formatasi è evidenziato da una linea rossa, mentre una linea blu evidenzia il contorno dell'elettrodo acceleratore.

Successivamente, l'elettrodo acceleratore è stato innalzato ad una distanza di 3.2 *mm* dalla superficie libera del Gallio. Applicando di nuovo voltaggi progressivamente crescenti agli elettrodi, nessun fenomeno apprezzabile di deformazione della superficie o innesco dell'emissione ionica è stato osservato fino ad una differenza di potenziale applicata di 21.5 *kV*, in corrispondenza della quale una protuberanza cuspidale arrotondata si è formata al centro della superficie libera; non è stato rilevato, comunque, alcun fenomeno che facesse presagire l'avvenuto innesco del fenomeno di emissione per effetto di campo.

Successivamente, si sono verificate tra gli elettrodi alcune notevoli scariche, che hanno reso opportuno l'abbassamento della differenza di potenziale

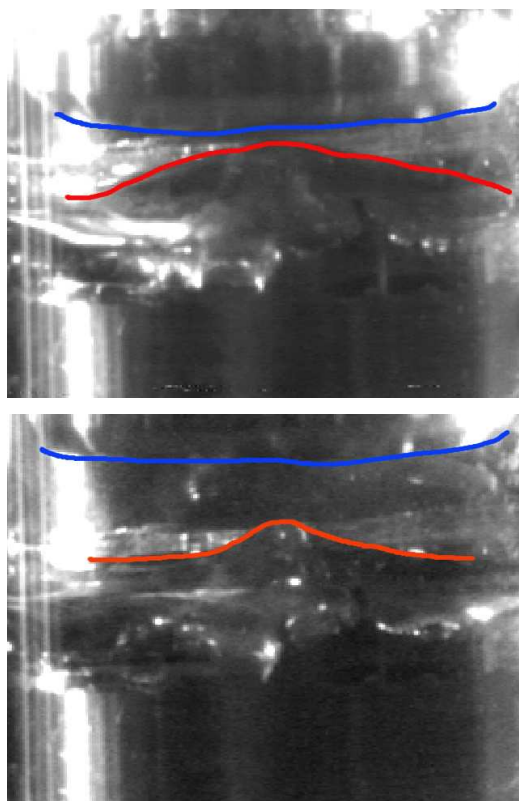


Figura 4.4: Curva di stabilità marginale

tra gli elettrodi per evitare danni alle apparecchiature sperimentali utilizzate.

La formazione della cuspidè è rappresentata in figura 4.4(b); anche qui, la linea rossa segue la deformazione della superficie del metallo liquido, mentre la linea blu evidenzia il contorno dell'elettrodo acceleratore.

L'esperienza sperimentale effettuata ha evidenziato l'impossibilità di ottenere, pur applicando gli elettrodi la differenza di potenziale necessaria, un'instabilità superficiale di caratteristiche e dimensioni compatibili con il fenomeno dell'emissione di campo per superfici emittenti di struttura planare; questo essenzialmente a causa delle limitazioni tecnologiche delle apparecchiature utilizzate, che non consentono di applicare agli elettrodi i voltaggi necessari in un tempo sufficientemente breve da impedire l'innesco precoce di instabilità superficiali non desiderate.

Di conseguenza, appare necessario utilizzare opportuni agenti esterni che, con la loro azione o mediante interazione con il campo elettrico generato dagli elettrodi, inducano sulla superficie del metallo liquido instabilità tali da facilitare l'innesco e il mantenimento del fenomeno dell'emissione ionica per effetto di campo da parte del campo elettrico stesso.



## 4.2 Formazione di instabilità superficiali tramite irraggiamento con microonde

### 4.2.1 Introduzione

L'esperimento effettuato da *L. M. Baskin, L. A. Shirochin, A. A. Kantoni-stov, G. N. Fursey e I. N. Radchenko* nel 1991, e descritto in [3], descrive l'interazione tra campi elettromagnetici rapidamente variabili e il fenomeno dell'emissione di campo. In particolare, la tesi che si propone di dimostrare è che sottoponendo la superficie di un metallo liquido a un fascio di microonde si ottiene l'effetto di ridurre drasticamente l'intensità del campo elettrico alla quale si instaura l'emissione, favorendo la formazione e la crescita di instabilità superficiali di caratteristiche opportune.

### 4.2.2 Analisi dell'esperimento

Nell'esperimento considerato una superficie di metallo liquido, supposta come infinitamente estesa nel piano che contiene la superficie stessa, viene irraggiata con un fascio di onde elettromagnetiche appartenenti allo spettro delle microonde.

L'effetto di tale irraggiamento è che la superficie libera del metallo assorbe un flusso di energia molto elevato, che può raggiungere anche i  $10^6 W/cm^2$ . Come conseguenza di tale flusso e del corrispondente riscaldamento del metallo, in corrispondenza della superficie si instaurano dei gradienti di temperatura molto ripidi, che influenzano il valore del coefficiente di tensione superficiale  $\sigma$  del liquido.

Quando un liquido viene riscaldato da un campo di microonde, si hanno due ragioni fisiche della formazione di instabilità superficiali

- una ragione è associata alla rimozione per convezione del metallo più freddo dalla superficie, con conseguenti sforzi tangenziali dovuti alla variazione di  $\sigma$  con le temperatura
- l'altra ragione è associata al riscaldamento non uniforme della superficie del metallo liquido da parte del campo di microonde, quando sulla superficie stessa si stia propagando un'onda di deformazione superficiale; in tal caso, ci sono regioni della superficie in cui le forze cosiddette *termocapillari* tendono ad aumentare l'ampiezza della deformazione, e vi riescono qualora la loro intensità superi quella delle forze di origine viscosa

E' stato dimostrato che per onde di deformazione di lunghezza d'onda sufficientemente elevata —  $k < 10^3 cm^{-1}$  — i due meccanismi fisici hanno approssimativamente lo stesso effetto, mentre per lunghezze d'onda minori —  $k > 10^3 cm^{-1}$  — il contributo maggiore allo sviluppo dell'instabilità è dato

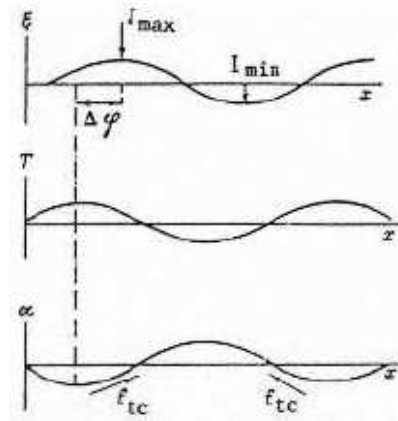


Figura 4.5: Innesco dell'instabilità termocapillare per effetto del gradiente di temperatura e delle deformazioni superficiali

dall'azione delle forze termocapillari, ottenendo un fenomeno detto *instabilità a modulazione termocapillare* (TMI, *thermocapillary modulation instability*).

Si osserva inoltre che la formazione di instabilità è facilitata per materiali con bassa viscosità e bassa conducibilità termica e, su superfici sufficientemente ampie, l'instabilità si forma per piccoli valori del flusso di energia trasportata dal campo di microonde.

Nell'esperimento descritto dall'articolo, è stato utilizzato un risonatore a microonde con lunghezza d'onda caratteristica pari a  $6.4 \text{ cm}$ , e una potenza in ingresso di  $1.5 \cdot 10^3 \text{ W}$ .

L'emettitore utilizzato è un capillare, che contiene una lega a basso punto di fusione quale una lega Potassio - Sodio o Gallio - Indio; la scelta del basso punto di fusione, insieme a quella di impartire brevi pulsazioni di microonde, è giustificata dalla necessità di ridurre l'emissione termoionica.

Il parametro che è stato osservato sperimentalmente è il tempo intercorso tra l'azionamento del risonatore a microonde il rilevamento di corrente di emissione, che fisicamente rappresenta il tempo caratteristico di sviluppo dell'instabilità, rappresentato dalla crescita dell'ampiezza dell'oscillazione e dalla riduzione del raggio di curvatura dell'apice della protrusione.

Esperimenti di controllo effettuati con campi elettrici statici hanno mostrato che, associando ad essi un fascio di microonde incidente sull'emettitore, la differenza di potenziale necessaria alla formazione di instabilità superficiali e al successivo innesco dell'emissione è circa un ordine di grandezza più bassa rispetto al caso statico.

### 4.2.3 Possibili applicazioni

La radiazione elettromagnetica utilizzata nell'esperimento, appartenente allo spettro delle microonde con modo di oscillazione  $H_{103}$ , ha una lunghezza

d'onda di  $6.4\text{ cm}$ , e dunque una frequenza pari a  $4.69\text{ GHz}$ . Tale segnale appartiene alla banda di microonde detta *banda C*, normalmente utilizzata per le trasmissioni satellitari o, localmente e a potenze bassissime, negli impianti di rete informatica senza fili — le cosiddette *reti Wireless*.

La suddetta onda può essere prodotta semplicemente da un risonatore a microonde di caratteristiche opportune; per far sì che l'onda non si propaghi diffusamente all'interno della camera di prova, essa può essere diretta sulla superficie del metallo liquido grazie all'utilizzo di una *guida d'onda*.

Tale dispositivo consiste in una guida metallica a sezione rettangolare, opportunamente dimensionata, che consente di veicolare l'onda elettromagnetica dalla sorgente fino ad un bersaglio stabilito, con notevole precisione, evitando dispersioni o perdite energetiche.

Affinchè, però, l'onda elettromagnetica conservi le proprie caratteristiche in termini di componenti di campo elettrico e magnetico, la guida deve essere dimensionata con proporzioni tali da trasportare il modo di oscillazione desiderato, in quanto le caratteristiche di oscillazione delle due componenti dell'onda, che determinano il modo di oscillazione, all'interno della guida stessa sono legate alle dimensioni della sua sezione trasversale e alle proporzioni tra di esse.

Si sono riscontrati, d'altra parte, alcuni problemi che potrebbero complicare la sperimentazione condotta utilizzando una sorgente di microonde all'interno della camera di prova.

Innanzitutto, non risulta chiaro dalla documentazione esaminata e dalle ricerche effettuate quale sia l'interazione tra onde elettromagnetiche di tale energia e le parti in metalliche che compongono la camera a vuoto e l'apparato sperimentale nel complesso. Si teme, in particolare, il rischio che si formino per effetto delle microonde delle scariche elettriche che falserebbero le misurazioni e potrebbero provocare danni alle apparecchiature.

Inoltre, si renderebbe necessario schermare le suddette apparecchiature dall'effetto diretto delle onde elettromagnetiche, onde preservarne il corretto funzionamento. Tale schermatura potrebbe complicare eccessivamente l'apparato sperimentale da utilizzare, e in qualche caso anche influire sul corretto funzionamento dei dispositivi di misurazione.

Infine, risonatori di microonde del tipo necessario all'esperimento sono di natura prettamente scientifica, per caratteristiche e potenza della radiazione prodotta, e sono perciò molto più costosi dei normali dispositivi a microonde per applicazioni di telecomunicazioni o casalinghe.

## 4.3 Ionizzazione degli atomi di propellente per effetto fotoelettrico

### 4.3.1 Generalità sull'effetto fotoelettrico

Per *effetto fotoelettrico* si intende il fenomeno per cui gli atomi superficiali di determinate sostanze si ionizzano se esse vengono investite da onde luminose o in generale radiazioni elettromagnetiche di frequenza opportuna. In particolare, è generalmente noto il cosiddetto *effetto fotoelettrico esterno*, grazie al quale gas o conduttori metallici emettono elettroni dalla loro superficie esterna assorbendo l'energia trasportata dalla radiazione incidente.

Tale fenomeno è noto fin dal 1880, ma ha presto presentato problemi di interpretazione in quanto la teoria ondulatoria classica prevede che l'energia delle particelle emesse aumenti con l'intensità della radiazione incidente. Nel 1902, infatti, il fisico tedesco *P. Lenard* dimostrò che l'energia di tali particelle dipende invece unicamente dalla frequenza — o, equivalentemente, dalla lunghezza d'onda — della radiazione.

La spiegazione di tale fenomeno fu proposta da *Albert Einstein*, con una ricerca che gli valse il premio Nobel nel 1905, e che pose le basi per la futura interpretazione della luce come entità dalla doppia natura ondulatoria e corpuscolare; il celebre fisico — partendo dall'ipotesi di *Max Planck* per cui una radiazione può scambiare energia secondo multipli interi di una quantità elementare, proporzionale alla frequenza della radiazione stessa — ipotizzò che la luce fosse composta di particelle elementari, dette *fotoni*, che incidendo sulla superficie del metallo cedessero parte della loro energia agli elettroni liberi presenti in esso, causandone l'emissione.

In virtù di questa interazione, l'energia delle particelle emesse sarebbe proporzionale alla frequenza della radiazione incidente attraverso l'energia dei singoli fotoni, e l'intensità della radiazione stessa determinerebbe piuttosto il numero di particelle emesse, in quanto ad essa è legato il numero di fotoni trasportati.

### 4.3.2 Applicazione dell'effetto fotoelettrico ai fini dell'emissione ionica

Una possibile applicazione dei fenomeni legati all'effetto fotoelettrico ai fini dell'emissione di campo potrebbe essere quella di investire il metallo liquido con una radiazione di frequenza tale da ionizzare gli atomi di metallo; in particolare, potrebbe essere interessante investigare sull'interazione tra i due fenomeni e sul possibile miglioramento dell'emissione, associando l'azione di ionizzazione della radiazione elettromagnetica a quella consueta dovuta al campo elettrico applicato dall'esterno.

Supponendo di utilizzare il Cesio per l'emissione di particelle cariche, abbiamo che l'energia di prima ionizzazione di un atomo di cesio è pari a  $3.89 \text{ eV}$ ; perciò, ponendo tale valore come energia di un singolo fotone della radiazione utilizzata

$$E = h\nu$$

essendo  $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{sec} = 4.136 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{sec}$  la ben nota *costante di Planck*, otteniamo che la radiazione elettromagnetica capace di ionizzare atomi di Cesio ha una frequenza pari a  $9.41 \cdot 10^{14} \text{ sec}^{-1}$ , cui corrisponde una lunghezza d'onda di  $3.19 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 319 \text{ nm}$ .

Tale valore della lunghezza d'onda identifica una radiazione nello spettro dell'ultravioletto, di poco al di fuori del campo della luce visibile.

Trattandosi però di emissione di specie ioniche, risulta inutile sfruttare il fenomeno della ionizzazione per effetto fotoelettrico per gli atomi superficiali del metallo, in quanto a seguito di tale ionizzazione è osservata in genere l'emissione di elettroni, resa possibile dalla loro capacità di abbandonare il metallo per *effetto tunnel* se la differenza di potenziale applicata è favorevole alla loro estrazione.

Perciò, una possibile applicazione di tale fenomeno potrebbe risiedere nella ionizzazione di atomi di metallo evaporati dalla superficie libera, a causa della pressione di vapore del metallo liquido stesso.

Il flusso di materiale, per unità di tempo e di area, che si ha per evaporazione dalla superficie libera di un metallo liquido è dato dalla relazione

$$\gamma = \alpha \frac{p_V^{eq} m_A}{\sqrt{2\pi m_A K T}}$$

dove, avendo scelto come metallo liquido il Cesio e supponendo una temperatura di  $50^\circ \text{ C}$ , abbiamo che

- $\alpha$  è la probabilità, posta unitaria, che un atomo in fase di vapore che urta la superficie condensi in fase liquida
- $m_A = 132.91 \text{ uma} = 2.208 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$  è la massa atomica del metallo
- $p_V^{eq} = 10^{-5} \text{ torr} = 1.333 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}^2$  è la pressione di vapore all'equilibrio per il Cesio alla temperatura considerata
- $K = 1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$  è la costante di Boltzmann

Sostituendo tali valori otteniamo un flusso di massa pari a  $3.74 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$  al metro quadrato al secondo, cui corrisponde un flusso di atomi di  $1.695 \cdot 10^{19}$  atomi al metro quadrato al secondo.

Anche supponendo che tutti gli atomi evaporati dalla superficie libera del metallo vengano ionizzati dalla radiazione ultravioletta incidente, la corrente

di emissione che potremmo raccogliere sarebbe di soli  $2.712 \text{ A/m}^2$ .

Considerando invece per il metallo liquido una temperatura di  $120^\circ \text{ C}$ , la sua pressione di vapore sarebbe pari a  $10^{-3} \text{ torr}$ , vale a dire  $0.133 \text{ N/m}^2$ ; di conseguenza, il flusso di atomi evaporati dalla superficie sarebbe di  $1.543 \cdot 10^{21} \text{ kg}$  al metro quadrato al secondo, da cui discende, sempre nell'ipotesi di completa ionizzazione degli atomi evaporati, una corrente di  $264.89 \text{ A/m}^2$ .

Una così alta temperatura, però, porterebbe in breve tempo alla completa evaporazione del metallo liquido, rendendo impossibile il funzionamento del propulsore tramite il consueto fenomeno dell'emissione di campo.

## 4.4 Formazione di instabilità superficiali tramite eccitazione ultrasonica

### 4.4.1 Introduzione

Nell'esperimento presentato da *A. L. Kovalev, L. M. Baskin, G. N. Fursey e L. A. Shirochin* in [4] viene analizzato l'effetto di instabilità superficiali generate artificialmente sul fenomeno dell'emissione di campo da una superficie di metallo liquido immersa in un intenso campo elettrico. Tali instabilità vengono generate sulla superficie del liquido tramite eccitazione ultrasonica per mezzo di un elemento piezoelettrico.

### 4.4.2 Trattazione teorica

Nella trattazione viene considerato un sottile strato di liquido posto su un substrato solido, il quale oscilla perpendicolarmente al piano individuato dalla superficie del liquido stesso in posizione di riposo; il liquido, sollecitato in tal modo, oscilla solidalmente con il substrato, con uguali pulsazione  $\Omega$  e ampiezza  $A$ .

Nell'ipotesi di liquido non viscoso e profondo — il significato di tale approssimazione verrà chiarito tra breve —, l'onda capillare che si forma sulla superficie del liquido stesso avrà una frequenza data dalla cosiddetta *equazione di dispersione*

$$\omega = \sqrt{\frac{\sigma k^3}{\rho} + gk}$$

essendo

- $\sigma$  la tensione superficiale del liquido
- $\rho$  la sua densità
- $g$  l'accelerazione di gravità
- $k$  il numero d'onda dell'onda superficiale

Si può osservare che la frequenza dell'onda superficiale è fortemente dipendente dalle caratteristiche del liquido, e anche dalle caratteristiche dell'onda stessa tramite il numero d'onda  $k$ .

L'approssimazione di *liquido profondo*, citata sopra, richiede che  $kh \ll 1$ , essendo  $h$  lo spessore dello strato di liquido e  $k$  il numero d'onda; per le tipiche frequenze di eccitazione ultrasonica — comprese tra i 100 e i 1000 kHz — e per  $h > 10\mu m$ , possiamo considerare soddisfatto tale requisito.

Dall'equazione di dispersione, supponendo trascurabile l'effetto della gravità e quindi ponendo  $gk \simeq 0$ , si ottiene

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\sigma k^3}{\rho}}$$

da cui discende che l'instabilità superficiale può essere instaurata a condizione che la frequenza di vibrazione del substrato sia circa il doppio della frequenza dell'onda superficiale:

$$\omega_0 = \frac{\Omega - \beta}{2}$$

con  $\beta \in [-h\omega_0/2; h\omega_0/2]$  e  $h \ll 1$ .

In questo caso, l'ampiezza di oscillazione dell'onda di frequenza  $\omega_0$  cresce come  $e^{St}$ , essendo  $t$  il tempo e

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{h\omega_0}{2}\right)^2 - \beta^2}$$

Le perturbazioni superficiali caratterizzate da  $\beta = 0$  rappresentano i modi di oscillazione che crescono più velocemente, e sono caratterizzati da  $\Omega = 2\omega_0$ . Si osservi, inoltre, che l'ampiezza iniziale dell'oscillazione è molto ridotta, in quanto è determinata solamente dalla temperatura iniziale della superficie del liquido.

#### 4.4.3 Procedura sperimentale

Nell'esperimento descritto dall'articolo, un sottile strato di Gallio liquido è stato posto su un substrato solido, che rappresenta anche l'elettrodo negativo del sistema accelerativo.

Le caratteristiche del metallo utilizzato sono:

- $\sigma = 0.706 \text{ N/m}$ , tensione superficiale
- $\rho = 6000 \text{ kg/m}^3$ , densità
- $\nu = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{sec}$ , viscosità cinematica
- $h = 20 \mu m$ , spessore dello strato di liquido

Le caratteristiche delle azioni esterne sul sistema sono

- $\omega_{EXT} = 260 \text{ kHz}$ , frequenza della forzante esterna
- $\Omega_{EXT} = 1.63 \text{ MHz}$ , pulsazione della forzante esterna
- $U = 42 \text{ kV}$ , ampiezza del voltaggio applicato
- $\tau = 85 \text{ nsec}$ , durata della pulsazione di voltaggio applicata
- $p = 10^{-5} \text{ Pa}$ , pressione ambiente residua
- $P = 2 \div 3 \text{ W/cm}^2$ , potenza in ingresso applicata al piezoelettrico

Il voltaggio è applicato al sistema sotto forma di una singola pulsazione di ampiezza  $U$  e durata  $\tau$ . Con tali sollecitazioni, si ottengono onde superficiali di ampiezza  $A = 10 \div 15 \text{ }\mu\text{m}$  e lunghezza d'onda  $\lambda = 30 \div 40 \text{ }\mu\text{m}$ .

Nella figura 4.6 sono presentati a sinistra l'andamento del campo elettrico in funzione della distanza tra gli elettrodi, mentre a destra, a fronte dello stesso voltaggio applicato, sono presentati i due andamenti della corrente di emissione in caso di sollecitazione mediante piezoelettrico (curva 1) e in assenza di sollecitazione (curva 2). Si può dunque osservare che l'utilizzo del piezoelettrico migliora sensibilmente l'emissione, aumentando notevolmente la quantità di corrente emessa a parità di voltaggio applicato, senza peraltro alterare sensibilmente le caratteristiche del fenomeno di emissione.

## 4.5 Conclusioni

Delle metodologie sperimentali fin qui analizzate, e di cui è stato discusso in precedenza, quella che è sembrata più promettente dal punto di vista applicativo è quella che prevede la stimolazione ultrasonica della superficie del metallo liquido. Ciò sia perchè tale soluzione sembra essere la più semplice dal punto di vista costruttivo, sia perchè è noto e attentamente studiato il modello teorico che consente la predizione dei risultati sulla base della sollecitazione meccanica applicata.

Inoltre, tale metodo agisce non direttamente sul metallo liquido, che funge da propellente per l'emissione, ma sul recipiente che lo contiene, lasciando inalterate le proprietà del propellente stesso dal punto di vista della temperatura, della viscosità e del campo elettrico locale di cui esso risente, rendendo così tale applicazione più compatibile delle altre con il normale fenomeno di emissione di campo.



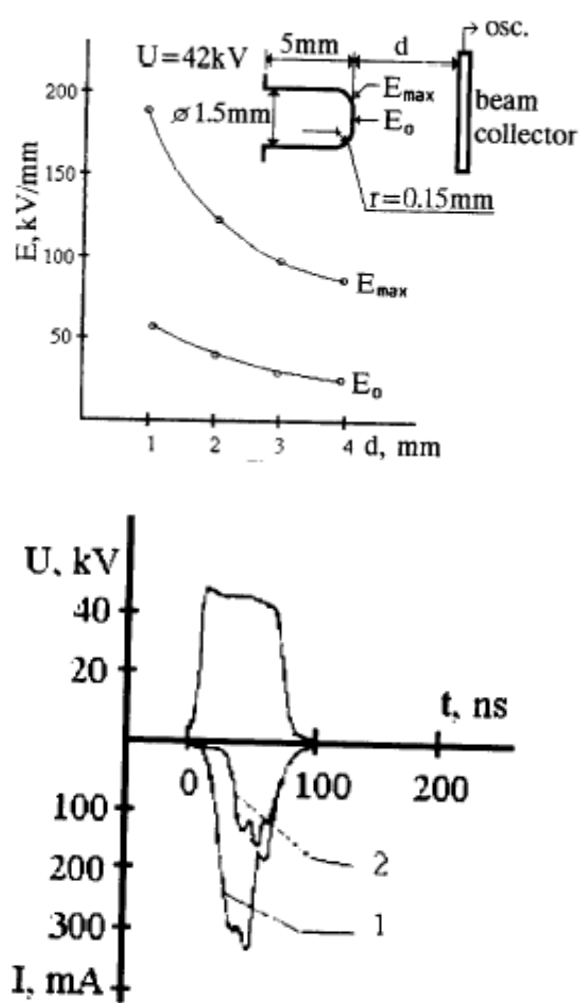


Figura 4.6: Effetti dell'eccitazione ultrasonica

## Capitolo 5

# Emissione di campo stimolata da vibrazioni meccaniche

### 5.1 Introduzione

In questo capitolo, sulla base di risultati esistenti in letteratura, si esamina la possibilità di migliorare il funzionamento di un propulsore a emissione di campo sfruttando le instabilità di tipo parametrico che si formano sulla superficie di un fluido sollecitato con azioni meccaniche periodiche.

Si studiano innanzitutto modelli analitici, più o meno semplificati, che permettano di stimare le grandezze caratteristiche dell'instabilità superficiale (quali lunghezza d'onda, numero d'onda e ampiezza dell'oscillazione) al variare della frequenza della sollecitazione applicata. Successivamente, vengono analizzati alcuni studi ed esperimenti che hanno permesso di verificare la bontà del modello adottato e la riproducibilità delle instabilità superficiali di interesse nell'ambiente sperimentale di ultra-alto vuoto.

### 5.2 Onde di Faraday

La formazione di instabilità superficiali sulla superficie di un liquido è facilmente osservabile sollecitando il recipiente che lo contiene con una forzante periodica opportuna, che fornisca al liquido stesso un'accelerazione sufficiente a vincere gli effetti dissipativi dovuti alla viscosità.

L'instabilità parametrica caratterizzata dalle onde superficiali note come *Onde di Faraday* si ottiene sollecitando il recipiente con una vibrazione periodica in direzione normale alla superficie libera nella sua posizione di riposo. Tali onde sono intitolate al fisico che per primo le osservò, nel 1831, immergendo in acqua una piastra vibrante.

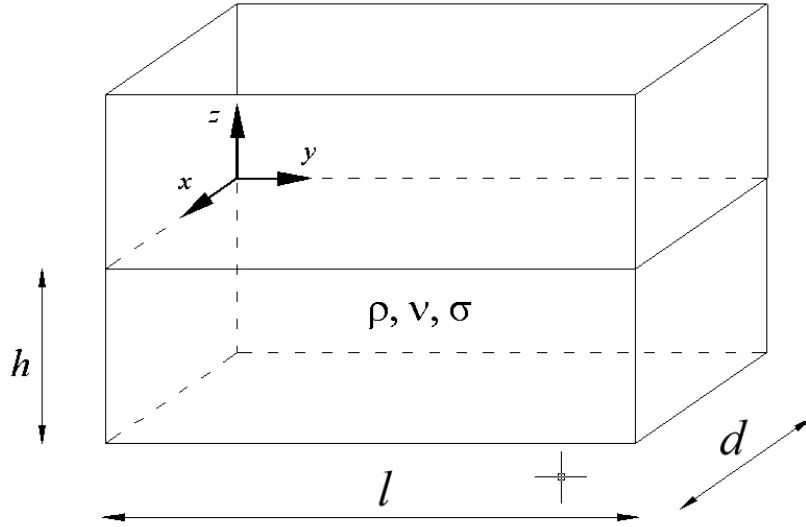


Figura 5.1: Sistema di riferimento

### 5.2.1 Caratterizzazione fisica del problema

Consideriamo un recipiente di pianta rettangolare, di lati  $l$  e  $d$ , contenente uno strato di liquido di altezza  $h$ , densità  $\rho$ , viscosità cinematica  $\nu$  e tensione superficiale  $\sigma$ , in vuoto o comunque in un ambiente gassoso a densità trascurabile e pressione costante.

Fissando un sistema di riferimento sulla superficie del liquido come evidenziato in figura 5.1, supponiamo che la base del recipiente sia sottoposta ad uno spostamento verticale periodico attorno alla posizione  $z = -h$ , con frequenza  $\omega_e$  e ampiezza di oscillazione  $\delta$ .

L'accelerazione verticale impressa al recipiente è

$$a = \delta \omega_e^2 e^{i\omega_e t}$$

da cui discende che il recipiente e il liquido in esso contenuto risentono di una gravità effettiva variabile nel tempo secondo la legge

$$g = g_0 + \delta \omega_e^2 e^{i\omega_e t}$$

Al variare dell'ampiezza dell'oscillazione  $\Delta = \delta \omega_e^2$ , si osserva che al di sotto di un valore critico  $\Delta_c$  la superficie del liquido mantiene la sua posizione di riposo in corrispondenza di  $z = 0$ , mentre al di sopra di tale valore la superficie del liquido diventa instabile, per effetto della sollecitazione e delle intrinseche non linearità del sistema, e si possono così originare vari modi di oscillazione.

Il generico modo di oscillazione può essere rappresentato come

$$\zeta = \frac{\zeta_0}{2} e^{i(\omega_e t + \underline{k} \cdot \underline{r})} + c.c.$$

doe  $\zeta_0$  è l'ampiezza dell'oscillazione,  $\underline{k} = (k_x, k_y)$  il vettore numero d'onda e  $\underline{r} = (r_x, r_y)$  il vettore posizione sul piano orizzontale.

Le onde superficiali formatesi si dispongono secondo configurazioni in genere ordinate, seguendo trame lineari, rettangolari o esagonali, o addirittura più elaborate se la sollecitazione è composta da due o più forzanti con frequenze diverse. In figura 5.2 sono mostrate alcune configurazioni di onde di Faraday tratte da esperimenti analizzati in letteratura.

### 5.2.2 Equazioni del moto ed equazione di dispersione

Consideriamo il moto del liquido come irrotazionale, per cui tale da ammettere per la velocità una funzione potenziale  $\underline{v} = \nabla\Phi$ ; tale relazione, insieme all'equazione di continuità di massa —  $\nabla \cdot \underline{v} = 0$  — impone in tutto il liquido la validità dell'equazione di Laplace  $\nabla^2\Phi = 0$ .

In corrispondenza della superficie libera, si impone che sia trascurabile ogni tipo di scambio di massa attraverso la superficie stessa, attraverso una relazione detta *condizione al contorno cinematica*:

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} = v_z - v_x \frac{\partial\zeta}{\partial x} - v_y \frac{\partial\zeta}{\partial y}$$

essendo  $v_x$ ,  $v_y$  e  $v_z$  le componenti del vettore velocità.

Inoltre, essendo in generale la pressione discontinua attraverso la superficie per effetto della tensione superficiale, si impone anche la cosiddetta *condizione al contorno dinamica*

$$p = p_0 - \sigma \left( \frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_y} \right)$$

essendo

- $p$  la pressione del liquido
- $p_0$  la pressione dell'ambiente sovrastante
- $\sigma$  la tensione superficiale del fluido
- $R_x$  e  $R_y$  i raggi di curvatura della superficie nelle direzioni coordinate del piano

Le condizioni al bordo sulle pareti del recipiente sono

$$\begin{aligned} \frac{\partial\Phi}{\partial x} \Big|_{x=0,l} & \qquad \qquad \qquad \frac{\partial\Phi}{\partial y} \Big|_{y=0,d} \\ \frac{\partial\Phi}{\partial z} \Big|_{z=-h} & \end{aligned}$$

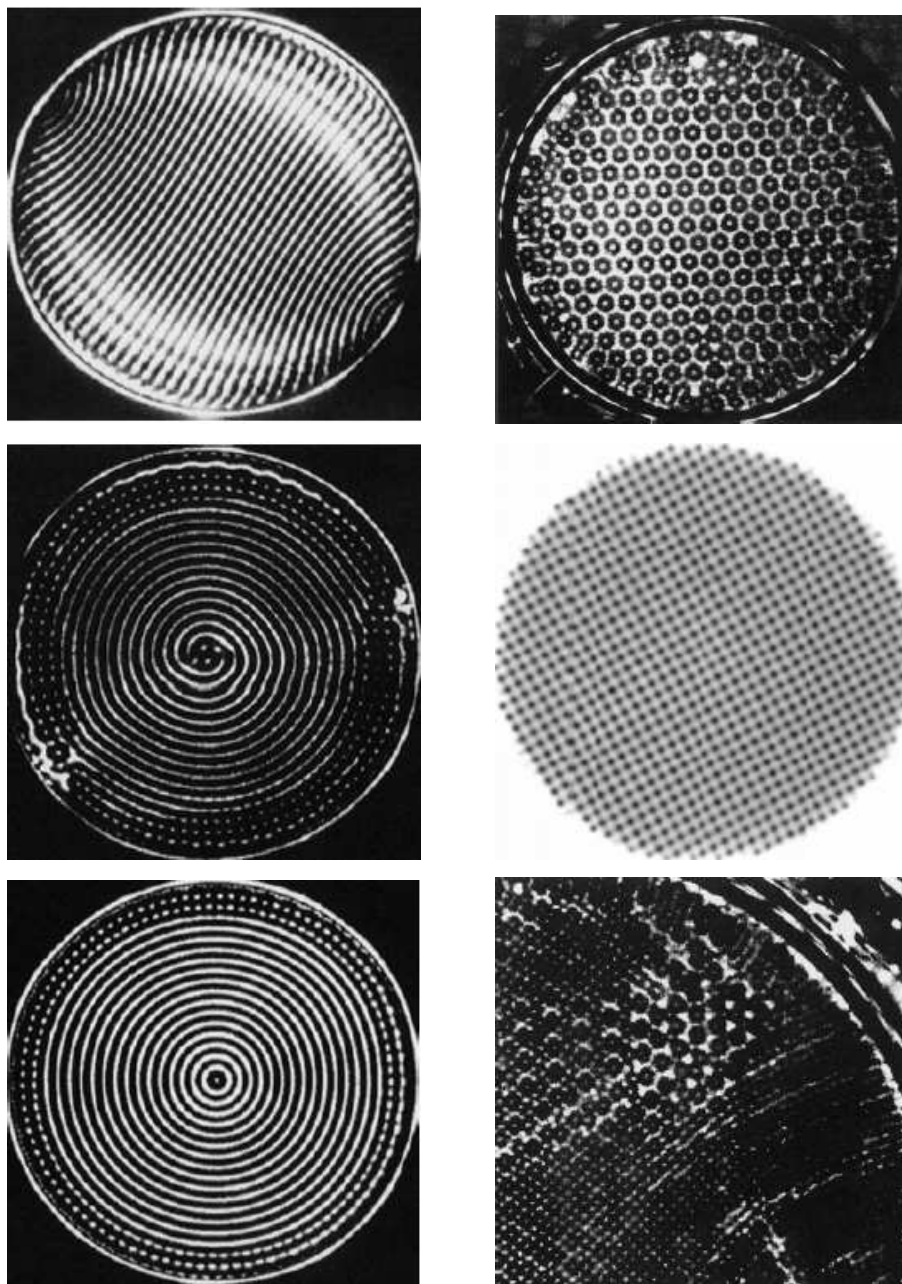


Figura 5.2: Alcune configurazioni possibili di onde di Faraday su una superficie liquida confinata

Per il potenziale della velocità precedentemente definito si assumono soluzioni complesse del tipo  $\Phi = X(x)Y(x)Z(z)e^{i\omega t}$ , in modo che sostituendole nell'equazione di Laplace permettano di risolvere semplicemente il problema mediante il metodo della separazione delle variabili.

La soluzione ottenuta in questo modo è del tipo

$$\Phi = [A \cos(k_x x) + B \sin(k_x x)] [C \cos(k_y y) + D \sin(k_y y)] [E \cosh(k_z z) + F \sinh(k_z z)] e^{i\omega t}$$

dove  $k_x$ ,  $k_y$  e  $k_z$  sono le componenti del vettore numero d'onda  $\underline{k}$  dell'instabilità superficiale.

Le costanti di integrazione incognite vengono determinate imponendo le condizioni al contorno precedentemente menzionate, insieme ad opportune condizioni matematiche, ottenendo la generica forma dei modi di instabilità del sistema

$$\Phi = A \cos(k_x x) \cos(k_y y) \cosh(k z) e^{i\omega t}$$

In particolare, le due condizioni al bordo imposte sulla superficie libera possono essere sintetizzate, tramite opportuni passaggi matematici, nell'unica relazione

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\sigma}{\rho} \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \right] + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0$$

la quale, imposta, fa ottenere una relazione detta *equazione di dispersione*, che lega la pulsazione della forzante esterna al numero d'onda della deformazione superficiale

$$\omega_e^2 = \left( g + \frac{\sigma}{\rho} k^2 \right) k \tanh(kh)$$

Tipicamente, nell'analisi delle onde di Faraday si considera il caso in cui l'altezza dello strato di liquido è grande rispetto alla lunghezza d'onda dell'oscillazione  $\lambda$ , il che equivale a porre

$$kh \gg 1 \implies \tanh(kh) \simeq 1$$

Tale posizione è detta *approssimazione di liquido profondo*. Di conseguenza, l'equazione di dispersione assume la forma

$$\omega_e^2 = gk + \frac{\sigma}{\rho} k^3$$

Si può facilmente verificare che l'approssimazione utilizzata è soddisfatta alle tipiche frequenze ultrasoniche, comprese tra i 100 e i 1000  $kHz$ , e per valori di  $h$  superiori ai 10  $\mu m$ .

Nel caso, invece, in cui l'altezza del liquido è piccola o dello stesso ordine rispetto alla lunghezza d'onda dell'oscillazione, si ha

$$\tanh(kh) \simeq kh \implies \omega_e^2 = \left( g + \frac{\sigma}{\rho} k^2 \right) k^2 h$$

In generale, per lunghezze d'onda elevate, il contributo della tensione superficiale è trascurabile, e si parla di *onde di gravità*; diversamente, per lunghezze d'onda basse, il contributo della tensione superficiale è predominante, e si parla di *onde capillari*.

La transizione tra regime gravitazionale e regime capillare si ha in corrispondenza del minimo della *velocità di fase*

$$v_{fase} = \frac{\omega_e}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} + \frac{\sigma}{\rho}k}$$

Derivando rispetto a  $k$  ed uguagliando a zero, otteniamo i valori di transizione di numero d'onda e lunghezza d'onda

$$k_T = \sqrt{\frac{g\rho}{\sigma}}$$

$$\lambda_T = \frac{2\pi}{k_T} = 2\pi\sqrt{\frac{\sigma}{g\rho}}$$

In tabella sono riportati i valori di  $\rho$ ,  $\sigma$ ,  $k_T$  e  $\lambda_T$  per acqua, Gallio, Cesio e Indio.

liquido	densità ( $kg/m^3$ )	tensione superficiale ( $N/m$ )	numero d'onda ( $m^{-1}$ )	lunghezza d'onda ( $m$ )
acqua	1000	0.0718	369.46	$1.7 \cdot 10^{-2}$
Gallio	6000	0.706	288.6	$2.17 \cdot 10^{-2}$
Cesio	1843	0.07	507.97	$1.24 \cdot 10^{-2}$
Indio	7032	0.56	350.8	$1.8 \cdot 10^{-2}$

### 5.2.3 Stabilità lineare

Nel semplice caso di fluido incomprimibile, irrotazionale e non viscoso, si può dimostrare che in una approssimazione lineare ciascun modo di oscillazione  $\zeta_k$ , caratterizzato dal vettore numero d'onda  $\underline{k}$ , soddisfa una relazione detta *equazione di Mathieu*

$$\frac{\partial^2 \zeta(t)}{\partial t^2} + \omega_e^2 [1 + 2a \cos(\omega_e t)] \zeta(t) = 0$$

Nel caso di fluido debolmente viscoso, introducendo il coefficiente di smorzamento  $\gamma = 2\nu k^2$ , si ha che il generico modo di oscillazione  $\zeta_k$  soddisfa l'*equazione di Mathieu smorzata*

$$\frac{\partial^2 \zeta(t)}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \zeta(t)}{\partial t} + \omega_e^2 [1 + 2a \cos(\omega_e t)] \zeta(t) = 0$$

Tali equazioni differenziali non possono essere risolte analiticamente, in quanto uno dei coefficienti è dipendente dal tempo. Tale coefficiente è comunque periodico nel tempo, proprietà che consente di applicare il *teorema di Floquet*; il teorema assicura che, per un'equazione o un sistema di equazioni di questo tipo, esiste un insieme di soluzioni fondamentali della forma  $\zeta(t) = c(t)e^{\lambda t}$ , dove  $\lambda$  è l'*esponente di Floquet* e  $c(t)$  è il generico *coefficiente*

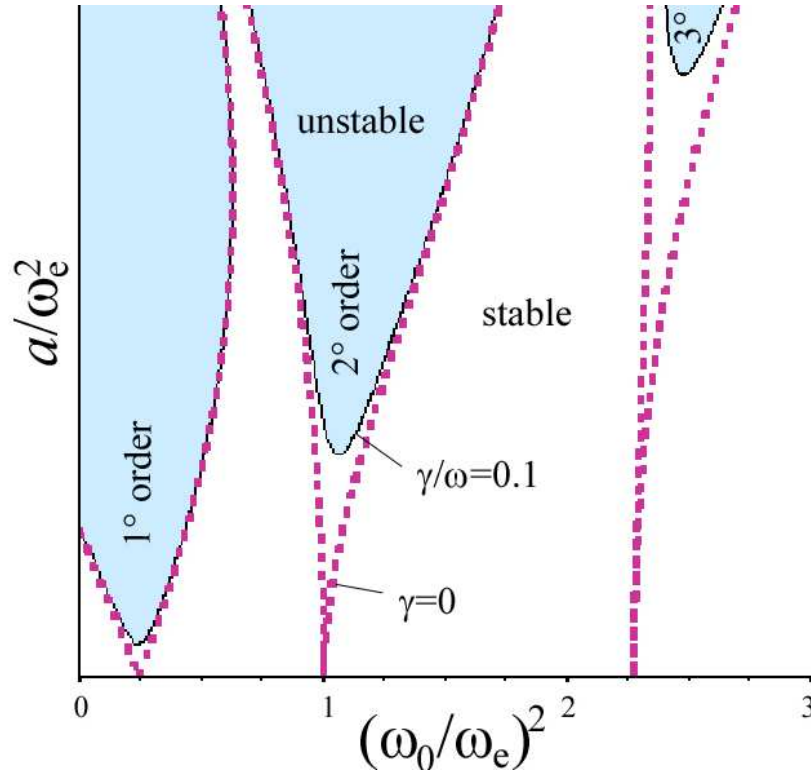


Figura 5.3: Diagramma di stabilità per le soluzioni dell'equazione di Mathieu

di Floquet, funzione periodica nel tempo di periodo  $T = \pi/\omega_e$ . La soluzione è stabile se tutti i coefficienti di Floquet hanno parte reale negativa.

In figura 5.3 è rappresentato il diagramma di stabilità per le soluzioni dell'equazione di Mathieu.

Nel caso non smorzato, l'area di instabilità è contenuta all'interno delle curve tratteggiate, che formano una cuspide in corrispondenza dell'asse delle ascisse. Ciò significa che un'ampiezza infinitesima della forzante è sufficiente ad instabilizzare il sistema, quando è soddisfatta la condizione  $\omega_0 = n\omega_e/2$ , dove  $n$  è un numero intero che definisce l'ordine della risonanza parametrica.

Nel caso di smorzamento non nullo, invece, l'area di instabilità corrisponde alla regione colorata, e per l'insorgenza dell'instabilità è necessaria un'ampiezza della forzante superiore ad un valore critico  $a_c$ , a sua volta proporzionale a  $\gamma^{1/n}$ .

In linea teorica, il sistema può esibire un'instabilità di tipo sia armonico — con  $\omega_0 = \omega_e$  — che subarmonico — con  $\omega_0 = \omega_e/2$  —; tuttavia, negli esperimenti rinvenuti in letteratura, le prime instabilità ottenute sono tutte di tipo subarmonico.

Nel caso di fluido a bassa viscosità, per il quale si può porre  $\gamma \ll 1$ , è possibile stimare il valore critico  $a_c$  dell'accelerazione assunta dal liquido.



Esprimendo in forma adimensionale l'ampiezza dello spostamento impresso al sistema dalla forzante esterna

$$\Delta = \frac{ak}{\omega_e^2} = bk$$

il valore critico  $\Delta_c$  in corrispondenza del quale si ha instabilità può essere ottenuto come sviluppo in serie di potenze del coefficiente di smorzamento  $\gamma$

$$\Delta_c = \frac{\gamma}{\omega_0} - \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma}{\omega_0} \right)^{3/2} + \frac{11 - 2G}{8(3 - 2G)^2} \left( \frac{\gamma}{\omega_0} \right)^{5/2} + \dots$$

dove  $\omega_0 = \omega_e/2$  nel caso di instabilità subarmonica, e  $G = gk/\omega_0^2$  rappresenta il contributo gravitazionale nell'equazione di dispersione ( $0 \leq G \leq 1$ ).

Perciò, noto il valore di  $\gamma$  e dunque di  $\Delta_c$ , si ottiene il valore critico dell'accelerazione, necessario per indurre l'instabilità

$$a_c = \frac{\omega_e^2 \Delta_c}{k}$$

essendo  $k$  noto dall'equazione di dispersione.

Arrestandosi al primo ordine nello sviluppo di  $\Delta_c$ , si ottiene la un'espressione semplificata di  $a_c$

$$a_c \simeq 4\nu k \omega_e$$

che permette di conoscere il valore dell'accelerazione necessario per innescare l'instabilità superficiale di numero d'onda  $k$  nota la viscosità del fluido e la pulsazione della sollecitazione esterna.

Per specializzare questa analisi alla nostra possibile applicazione, supponiamo di utilizzare il Cesio liquido, metallo dalle seguenti caratteristiche:

- densità  $\rho = 1873 \text{ kg/m}^3$
- viscosità cinematica  $\nu = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{sec}$
- coefficiente di tensione superficiale  $\sigma = 0.706 \text{ N/m}$

Supponendo di utilizzare uno strato di liquido di altezza pari a  $1 \text{ mm}$ , da analisi preliminari fatte mediante il modello teorico, e dalla necessità di far valere l'approssimazione di *liquido profondo* per semplificare l'analisi del problema, si vuole innescare sulla superficie un'instabilità le cui protrusioni dal livello della superficie abbiano dimensioni il più possibile vicine alle dimensioni tipiche delle conformazioni superficiali — i *coni di Taylor* — dalle quali si osserva solitamente il fenomeno dell'emissione di campo.

Quindi, poniamo di voler produrre una deformazione superficiale di lunghezza d'onda dell'ordine delle decine di micrometri. Dall'analisi delle soluzioni dell'equazione di dispersione, si osserva che una frequenza della sollecitazione applicata  $\omega_e = 200 \text{ kHz}$  produce una deformazione superficiale

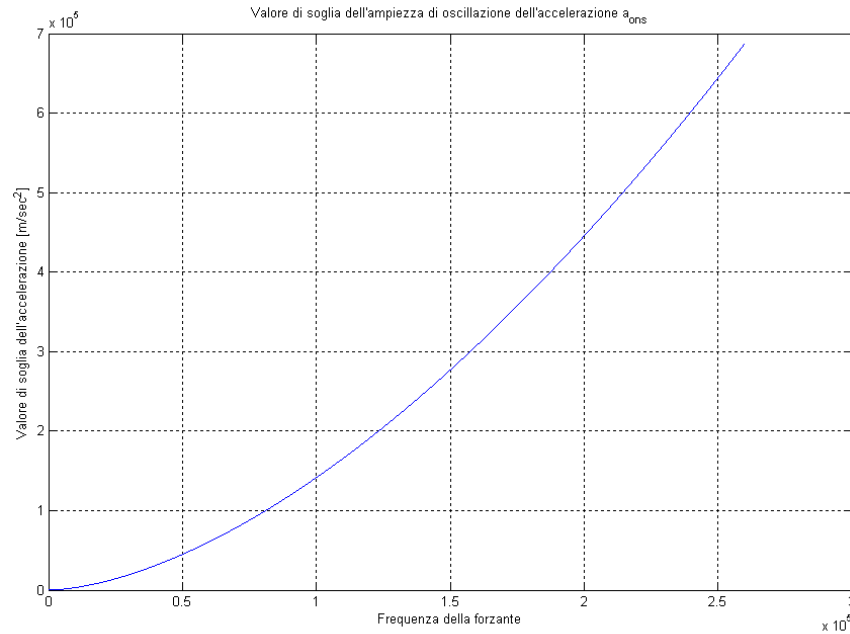


Figura 5.4: Valore di soglia dell'accelerazione impressa al sistema

di numero d'onda  $k = 2.194 \cdot 10^5$ , cui corrisponde una lunghezza d'onda di  $\lambda = 28.64 \mu m$ .

Da tali valori discende una ampiezza critica dell'oscillazione  $\Delta_c = 0.128$ , e un valore di soglia dell'accelerazione applicata pari a  $9.191 \cdot 10^5$  m/sec $^2$ , ovvero  $9.37 \cdot 10^4$  g.

Nelle figure 5.4, 5.5, e 5.6 vengono presentati gli andamenti dei valori di soglia di accelerazione e ampiezza di oscillazione, e della lunghezza d'onda dell'instabilità superficiale prodotta, al variare della frequenza della forzante applicata.

### 5.3 Esperimento di caratterizzazione delle onde di Faraday

Per verificare la bontà del modello adottato per la caratterizzazione delle onde di Faraday, è stato ideato un esperimento preliminare che utilizza come elemento di sollecitazione esterna un comune altoparlante acustico.

Com'è noto, infatti, gli altoparlanti acustici producono suono grazie ad un cono vibrante, generalmente di carta o cartone, che trasmette la propria vibrazione alla massa di aria ad esso adiacente.

La vibrazione del cono viene ottenuta collegandone una estremità ad una bobina mobile, cui viene applicato un campo elettrico oscillante; il campo

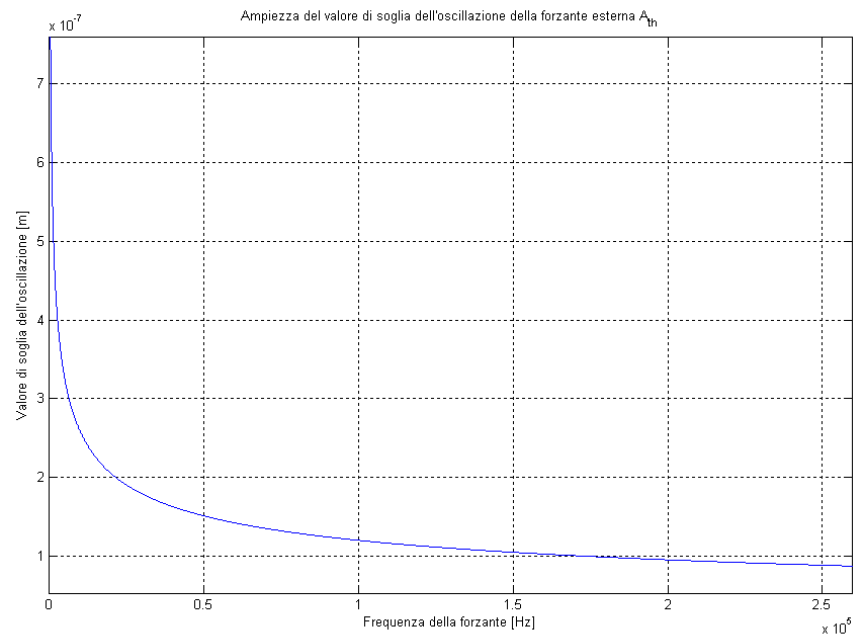


Figura 5.5: Valore di soglia dell'ampiezza della forzante esterna

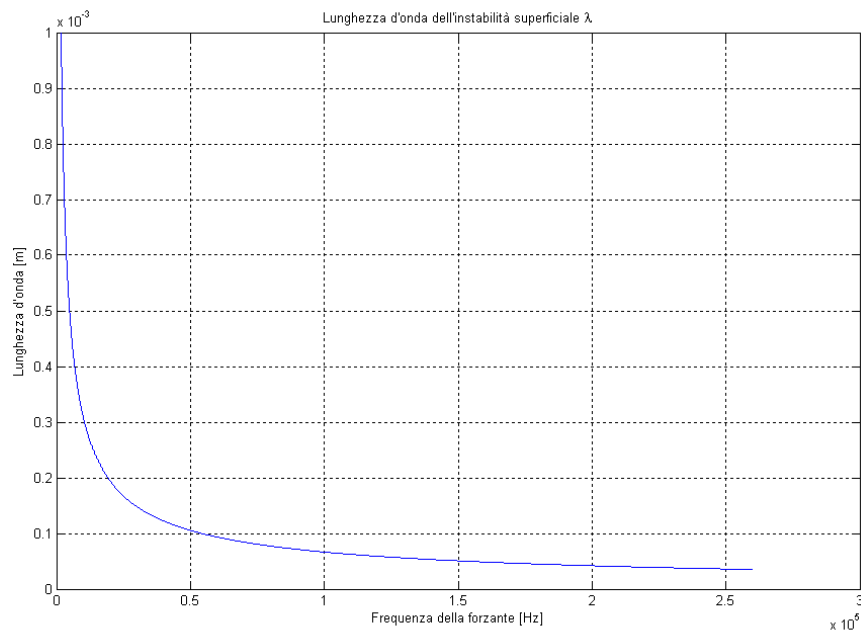


Figura 5.6: Valore della lunghezza d'onda corrispondente alle condizioni di soglia

magnetico oscillante che ne deriva, interagendo con il campo magnetico di un magnete permanente fissato in prossimità della bobina, e coassiale con la

bobina stessa, genera una forza magnetica alternata che produce la vibrazione.

Tale configurazione sperimentale è stata scelta per la sua semplicità ed economia di realizzazione, come pure per la facilità di modulazione del segnale di ingresso all'altoparlante in frequenza, tramite i comandi del generatore di segnale, e in ampiezza, tramite il comando di attenuazione o "volume" dell'amplificatore.

Per contro, la configurazione mostra i suoi limiti nella massima potenza raggiungibile ad alte frequenze senza incorrere nel danneggiamento irreparabile della bobina, che è risultata troppo bassa per i nostri scopi, e nell'impraticabilità di utilizzare tale configurazione in ambiente di ultra-alto vuoto senza adottare opportuni accorgimenti.

### 5.3.1 Descrizione dell'apparato sperimentale

Per l'esperimento è stato utilizzato un altoparlante acustico CIARE da 100 W, del diametro di 200 mm, caratterizzato da un'impedenza nominale di 8  $\Omega$  e di una bobina del diametro di 30 mm; ad esso è stato collegato un generatore di segnale HP 8116A, il cui segnale in uscita veniva amplificato mediante un amplificatore TECHNICS SU-X600.



Figura 5.7: Attrezzatura utilizzata per l'esperimento di caratterizzazione delle onde superficiali

Il liquido utilizzato nell'esperimento è uno strato di 10 mm di acqua, contenuta in un semplice recipiente di vetro tipo *Becker*, comunemente utilizzato nelle applicazioni di laboratorio, di altezza pari a 30 mm e del diametro di 50 mm.

In figura 5.7 è presentato il materiale utilizzato per l'esperimento in questione.

La bobina mobile dell'altoparlante è stata liberata, per quanto possibile, da masse inerti quali il cono e le sospensioni, in modo da diminuire la massa che la bobina stessa avrebbe dovuto spostare e ridurre inoltre il fastidioso rumore generato dall'altoparlante durante il funzionamento a frequenze elevate. Della massa mobile originale dell'altoparlante è stata mantenuta solo la parte inferiore del cono e il copripolvere, come evidenziato in figura 5.8, in modo da facilitare l'alloggiamento ed il centraggio del recipiente e permettere il collegamento solidale alla bobina, avvenuto incollando un cilindretto di metallo alla base del cono da un lato e alla base del recipiente dall'altro.

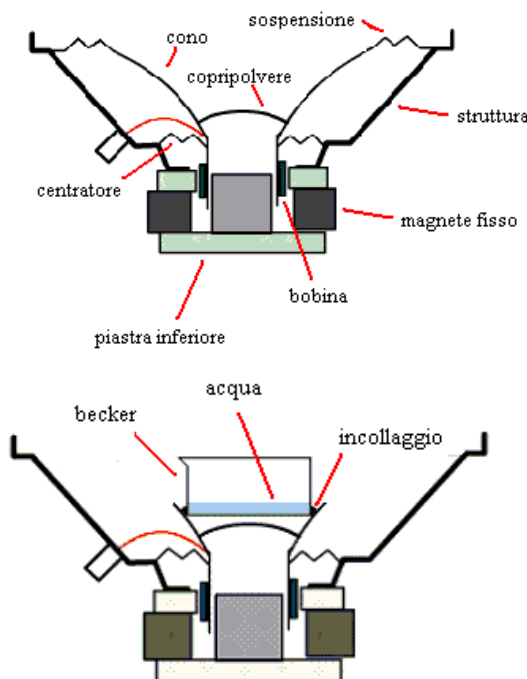


Figura 5.8: Schematizzazione di un altoparlante acustico e delle modifiche ad esso effettuate

### 5.3.2 Descrizione della procedura sperimentale e dei risultati ottenuti

Durante l'esperimento, in uscita dal generatore di segnale è stato erogato un segnale sinusoidale di ampiezza pari a  $0.8\text{ V}$  e frequenza variabile tra i  $100$  e i  $2000\text{ Hz}$ ; tale valore relativamente basso dell'ampiezza è giustificato dal fatto che, in un precedente esperimento di prova, si è osservato che valori dell'ampiezza superiori a  $1\text{ V}$  portavano in breve tempo al danneggiamento dell'altoparlante, anche operando a basse frequenze.

L'ampiezza del segnale in ingresso all'altoparlante è stata di volta in volta modulata mediante il comando di attenuazione dell'amplificatore, fino al raggiungimento del valore critico in corrispondenza del quale si instaurava l'instabilità superficiale, verificabile tramite semplice esame visivo.

Raggiunta per ogni valore della frequenza la condizione critica, tramite una fotocamera digitale veniva catturata un'immagine dall'alto del recipiente, che evidenziasse la configurazione assunta dalle instabilità sulla superficie del liquido.

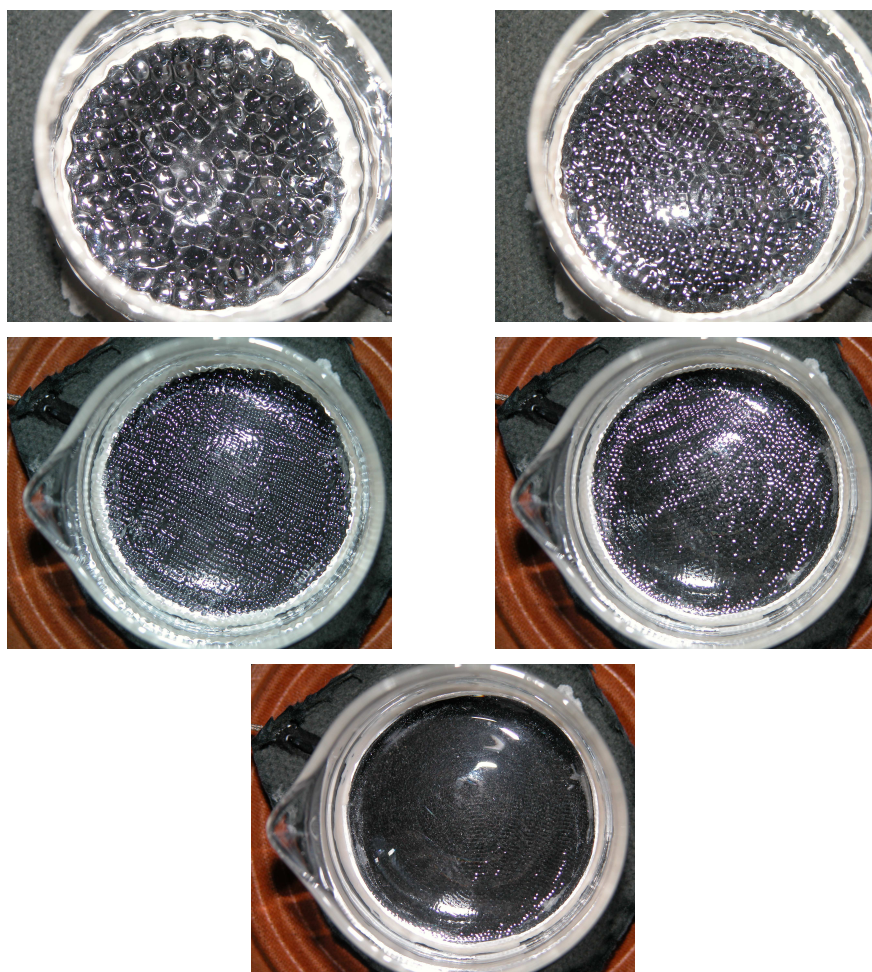


Figura 5.9: Alcune configurazioni di onde di Faraday ottenute sperimentalmente

Di seguito, vengono presentate nella figura 5.9 delle immagini relative ad alcuni valori della frequenza della forzante, e una tabella contenente, per ognuno dei casi rappresentati, i valori della frequenza della forzante e della lunghezza d'onda dell'oscillazione, uno discendente dalla trattazione teorica e l'altro derivante dall'osservazione sperimentale, ottenuta tramite misurazione

## 5.4 Formazione di Onde di Faraday mediante effetto piezoelettri66

diretta sulle immagini catturate. I valori delle grandezze di cui sopra ottenuti per ogni frequenza della forzante riprodotta sono riportati in appendice.

<i>Frequenza della forzante (Hz)</i>	<i>Lunghezza d'onda teorica (mm)</i>	<i>Lunghezza d'onda sperimentale (mm)</i>
200	3.613	4.074
500	1.941	1.852
1000	1.22	1.167
1500	0.93	0.833
2000	0.768	0.65

Dalle immagini mostrate sopra si può osservare come le instabilità siano di forma approssimativamente rettangolare o romboidale, e si presentino a "grappoli" molto simili tra loro, uniformemente distribuiti sulla superficie del liquido. E' inoltre evidente l'effetto delle condizioni di bordo, che tendono a distorcere la configurazione in senso circonferenziale; tale effetto è piuttosto marcato a causa delle piccole dimensioni del recipiente utilizzato.

Dall'esame dei dati in nostro possesso, si osserva che i risultati ottenuti sperimentalmente sono in buon accordo con quelli ottenuti tramite la trattazione teorica delle onde di Faraday.

Se ne deduce, però, che la configurazione sperimentale adottata risulta insufficiente per i nostri scopi; infatti, abbiamo già menzionato l'impossibilità di fornire in ingresso all'altoparlante un segnale di lunghezza d'onda sensibilmente minore di quelle ottenute durante l'esperimento, senza con questo danneggiare irreparabilmente l'altoparlante nel volgere di qualche secondo.

Ne discende, dunque, la necessità di utilizzare elementi sollecitanti diversi, quali ad esempio dei piezoelettrici appositamente progettati per fornire un segnale forzante di frequenza sufficientemente elevata. Per contro, l'utilizzo di un elemento piezoelettrico presenta sensibili svantaggi, tra cui il più elevato costo e la minor modulabilità in frequenza rispetto alla configurazione sperimentale utilizzata.

## 5.4 Formazione di Onde di Faraday mediante effetto piezoelettrico

### 5.4.1 Generalità sull'effetto piezoelettrico

L'*effetto piezoelettrico* è una caratteristica riscontrabile in alcuni cristalli presenti in natura — quali quarzo, tormalina e tartrato di sodio-potassio — per cui uno sforzo applicato ad essi altera la separazione tra le cariche positive e negative nelle celle elementari del cristallo stesso, generando una polarizzazione sulla sua superficie.

## 5.4 Formazione di Onde di Faraday mediante effetto piezoelettrico 67

Tale effetto è pressoché lineare, quindi la polarizzazione ottenuta varia linearmente con lo sforzo applicato, ed è inoltre dipendente dal segno di quest'ultimo, per cui sforzi di segno opposto porteranno a polarizzazioni di segno opposto.

Reciprocamente, l'effetto piezoelettrico comporta anche che un cristallo esposto ad un campo elettrico subisca una deformazione elastica, anch'essa dipendente dal segno del campo e variabile linearmente con la sua intensità.

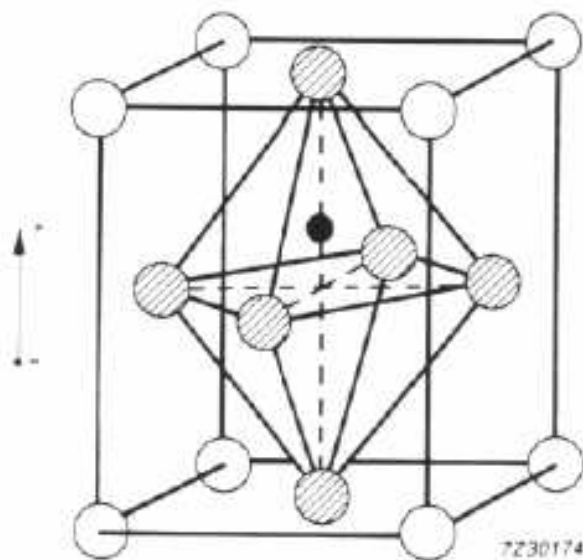


Figura 5.10: Raffigurazione di un cristallo piezoelettrico

Oltre ai cristalli già menzionati, un'importante famiglia di materiali piezoelettrici sono le *ceramiche piezoelettriche*, composte da minuti microcristalli dotati ognuno di un proprio dipolo elettrico.

Per i microcristalli tra loro adiacenti, tali dipoli si allineano tra loro, formando piccole regioni di dipolo totale non nullo dette *domini di Weiss*; all'interno del materiale, i domini di Weiss sono disposti casualmente, dando vita così ad un dipolo elettrico totale nullo del cristallo, che non esibisce perciò nessuna proprietà piezoelettrica.

Se, però, il cristallo di ceramica viene sottoposto ad un forte campo elettrico ad una temperatura superiore alla sua *temperatura di Curie* — temperatura alla quale la struttura cristallina di un materiale piezoelettrico diviene simmetrica, e il materiale in questione perde ogni proprietà di questo tipo —, i domini di Weiss si dispongono in modo da allineare al campo i loro dipoli elettrici, e il cristallo esibisce una forte polarizzazione.

Se il campo viene quindi ridotto a zero, e la temperatura riportata ai normali livelli di esercizio, i domini di Weiss perdono parte dell'allineamen-



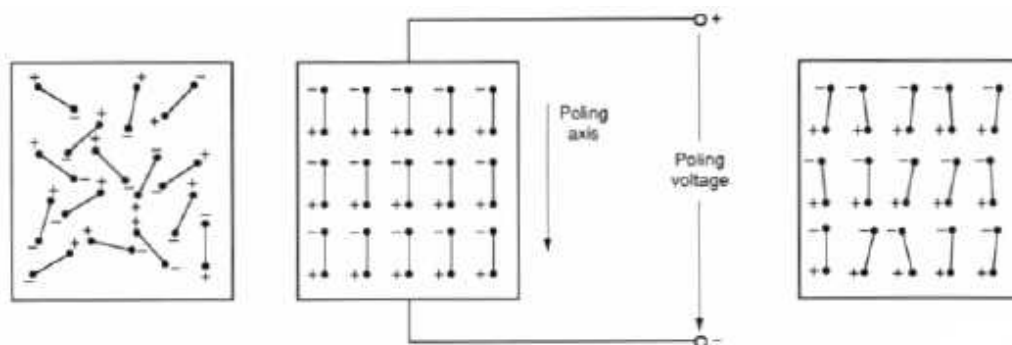


Figura 5.11: Orientamento dei domini di Weiss in una ceramica piezoelettrica

to esibito in presenza del campo elettrico, ma tra le posizioni che possono assumere all'interno della struttura cristallina prediligono quella più possibile orientata nella direzione del campo precedentemente applicato. Grazie a questa direzione preferenziale assunta dai domini, il dipolo elettrico totale assume un valore non nullo, e il cristallo esibisce così un comportamento piezoelettrico anche in assenza di campo elettrico applicato.

Un materiale che presenti tale comportamento può essere utilizzato per ottenere degli *elementi piezoelettrici*, semplici dispositivi composti da un blocchetto di materiale piezoelettrico con due elettrodi metallici applicati a due facce contrapposte, ai quali viene erogato o raccolto il voltaggio a seconda del tipo di funzionamento.

Un elemento piezoelettrico, infatti, può funzionare in due modalità diverse:

- funzionando da *generatore*, l'elemento piezoelettrico consente di raccogliere una differenza di potenziale ai suoi elettrodi se viene sottoposto ad uno sforzo che ne causa la deformazione; in particolare, la differenza di potenziale raccolta agli elettrodi è concorde al campo elettrico di polarizzazione se l'elemento viene stirato, e discorde ad esso se l'elemento viene compresso
- reciprocamente, funzionando da *attuatore*, l'elemento piezoelettrico varia la sua lunghezza se agli elettrodi viene applicata una differenza di potenziale; in particolare, l'elemento si estende se la differenza di potenziale applicata è concorde al campo di polarizzazione, e si accorcia se è discorde

In figura 5.12 possiamo osservare i vari tipi di comportamento caratteristici di un elemento piezoelettrico; particolarmente interessante per le applicazioni considerate è quello per cui, applicando agli elettrodi un voltaggio oscillante, l'elemento oscilla con una frequenza pari alla frequenza di oscillazione del potenziale applicato, e un'ampiezza di oscillazione tanto maggiore quanto più è elevata l'ampiezza del voltaggio.

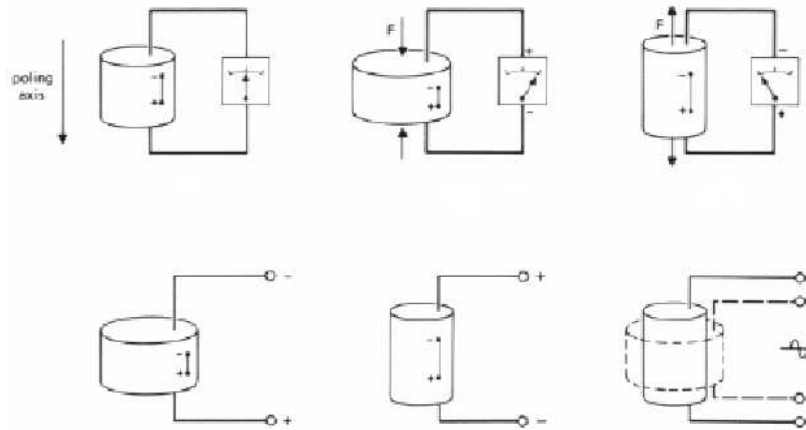


Figura 5.12: Comportamento dei materiali piezoelettrici sollecitati da agenti esterni

### 5.4.2 Caratteristiche e comportamento delle ceramiche piezoelettriche

Le caratteristiche delle ceramiche piezoelettriche che più influiscono nelle nostre applicazioni sono:

- la *costante dielettrica*  $\varepsilon$
- la *costante di carica*  $d$ , che rappresenta la polarizzazione elettrica generata nel materiale per unità di sforzo applicato ad essa — misurata in  $C/N$  —, o equivalentemente la deformazione subita dal materiale per unità di campo elettrico applicato — misurata in  $m/V$  —
- la *frequenza di risonanza*  $\omega_r$ , frequenza di oscillazione alla quale l'elemento piezoelettrico presenta la minima impedenza
- la *costante di frequenza*  $N$ , caratteristica del materiale che lega la frequenza di risonanza dell'elemento piezoelettrico al suo spessore nel senso dell'oscillazione

La *capacità* di un elemento piezoelettrico — che può essere considerato come un comune condensatore, essendo composto da due elettrodi tra i quali è posto un dielettrico — è data da

$$C = \frac{\varepsilon_0 k_T A}{t}$$

dove

- $\varepsilon_0$  è la costante dielettrica del vuoto

## 5.4 Formazione di Onde di Faraday mediante effetto piezoelettrico

- $k_T$  è la costante dielettrica relativa
- $A$  è l'area degli elettrodi applicata a due opposte facce dell'elemento
- $t$  è lo spessore dell'elemento misurato perpendicolarmente alle due facce

La potenza necessaria per far oscillare il dielettrico a una data frequenza e con una data ampiezza di oscillazione — caratteristica legata alla differenza di potenziale  $\Delta V$  che viene applicata agli elettrodi — è

$$P = 2\omega_e C (\Delta V)^2 tg(\delta)$$

essendo  $tg(\delta)$  una caratteristica del materiale detta *perdita dielettrica*.

### 5.4.3 Utilizzo delle ceramiche piezoelettriche per la formazione di Onde di Faraday

Consideriamo, secondo l'esempio fatto precedentemente, di voler ottenere una deformazione superficiale di lunghezza d'onda pari a  $28.64 \mu m$ , generata da una forzante di frequenza  $\omega_e = 200 kHz$  e ampiezza di oscillazione  $\Delta_c = 0.128$ , che imprime al liquido un'accelerazione pari a  $a_c = 9.191 \cdot 10^5 m/sec^2$ .

Supponiamo che il piezoelettrico, muovendosi di moto armonico attorno alla sua posizione di riposo con frequenza pari a  $\omega_e$ , imprima un'accelerazione massima pari all'accelerazione di soglia  $a_c$ .

La sua ampiezza massima di oscillazione risulta essere

$$\delta_c = \frac{a_c}{(2\pi\omega_e)^2}$$

la quale, sostituendo i valori di cui sopra, è pari a  $0.58 \cdot 10^{-6} m$ , ovvero  $0.58 \mu m$ .

Per calcolare il valore del voltaggio necessario perché il piezoelettrico oscilli con tale ampiezza massima, dobbiamo dividere quest'ultima per la *costante di carica* del materiale piezoelettrico precedentemente definita

$$\Delta V = \frac{\delta_c}{d_{33}}$$

dove i due pedici indicano rispettivamente la direzione del campo elettrico applicato e della conseguente oscillazione nel sistema di riferimento definito.

Per l'esperimento in esame è stato scelto il materiale *Lead Zirconate Titanate*, sigla PZT4D nel catalogo della ditta *Morgan electro ceramics ltd* con sede a Wrexham, Regno Unito.

Il materiale ha le seguenti caratteristiche:

- costante dielettrica relativa  $k_T = \epsilon/\epsilon_0 = 1350$

## 5.4 Formazione di Onde di Faraday mediante effetto piezoelettrico

- costante di deformazione  $d_{33} = 315 \cdot 10^{-12} \frac{m}{V}$
- *costante di frequenza*  $N = 2000 \text{ Hz} \cdot m$ , caratteristica del materiale che lega la frequenza di oscillazione dell'elemento piezoelettrico allo spessore dell'elemento stesso nel senso dell'oscillazione
- densità  $\rho = 7600 \text{ kg/m}^3$
- temperatura di Curie  $T_c = 320^\circ \text{ C}$

In base alle suddette caratteristiche, per ottenere un'oscillazione dell'ampiezza desiderata è necessario applicare all'elemento un voltaggio di ampiezza massima pari a 1848 V.

In seguito a contatti diretti con la ditta produttrice, volti a esaminare la possibilità di utilizzare i loro prodotti per l'esperimento in questione, ci sono stati forniti in prova due elementi piezoelettrici in tale materiale. Gli elementi hanno forma cilindrica, con gli elettrodi applicati alle basi circolari — di diametri pari a 26 e 50.4 mm —, e hanno uno spessore  $s = 10 \text{ mm}$ .

E' proprio lo spessore la caratteristica rilevante ai fini delle nostre applicazioni; tramite la *costante di frequenza* definita poco fa, infatti, si osserva che la frequenza di risonanza dell'elemento piezoelettrico è tanto maggiore quanto più è piccola la dimensione caratteristica dell'elemento stesso nella direzione dell'oscillazione.

In particolare, gli elementi fornitici hanno una frequenza di risonanza pari a 200 kHz.

I piezoelettrici fornitici funzionano in modo ottimale alla loro frequenza di risonanza, in quanto in corrispondenza di essa è minima la loro impedenza. Comunque, tali attuatori hanno anche altre frequenze di funzionamento non ottimali, alle quali la loro impedenza, pur essendo maggiore rispetto al caso di risonanza, presenta un minimo relativo.

### 5.4.4 Configurazioni sperimentali esaminate

Per fornire a un recipiente di metallo liquido una sollecitazione in direzione normale alla sua base per mezzo di un elemento piezoelettrico, dal manuale d'uso della ditta produttrice si apprende che è necessario semplicemente collegare solidalmente alla base del recipiente l'elemento stesso, tramite serraggio o per mezzo di speciali colle, e quindi erogare agli elettrodi la differenza di potenziale necessaria.

Il problema che sorge in tale applicazione sperimentale è, piuttosto, quello di fornire all'elemento un segnale elettrico dalle caratteristiche volute.

Il problema di fornire in ingresso all'elemento piezoelettrico un segnale con frequenza dell'ordine delle centinaia di kiloHertz è ulteriormente complicato dal fatto che, per l'applicazione desiderata, tale segnale è di ampiezza notevolmente elevata.

## 5.4 Formazione di Onde di Faraday mediante effetto piezoelettrico

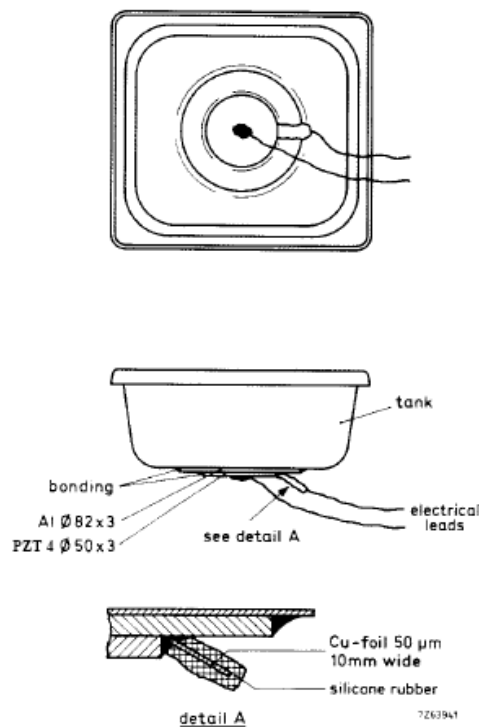


Figura 5.13: Montaggio di un elemento piezoelettrico sul fondo del recipiente da sollecitare

Per risolvere il problema, esistono due possibili soluzioni concettuali:

- generare un segnale di ampiezza e frequenza di oscillazione pari a quelle desiderata
- generare un segnale dell'ampiezza desiderata, e modularlo in frequenza tramite un opportuno dispositivo

La prima soluzione è senz'altro la più semplice dal punto di vista progettuale, in quanto prevede l'utilizzo di particolari dispositivi che permettono di produrre il segnale desiderato, come ad esempio il generatore di segnale *DEI* modello *PVX - 4150*, distribuito da numerose ditte specializzate in apparecchiature ad alta tensione.

Tale soluzione però è stata scartata, sia per il costo del dispositivo in questione che per la difficoltà di giustificarne l'acquisto per quello che sarebbe potuto rimanere un singolo esperimento; sono state perciò preferite scelte progettuali che permettessero di utilizzare apparecchiature già presenti nei laboratori di *ALTA*.

Per quanto riguarda la seconda soluzione concettuale, sono a disposizione per gli esperimenti sui propulsori *FEEP* apparecchiature ad alta tensione che permettono di ottenere un segnale costante dell'ampiezza desiderata; si

presenta, piuttosto, il problema di trasformare quel segnale in un segnale oscillante alla frequenza desiderata.

I normali convertitori  $DC/AC$  funzionano a livelli molto inferiori, sia come frequenza che come ampiezza dell'oscillazione ottenuta, rispetto al segnale necessario per il pilotaggio dell'elemento piezoelettrico e, sebbene sia possibile trovare speciali convertitori che possono operare a frequenza dell'ordine delle decine o addirittura centinaia di kiloHertz, l'ampiezza massima del segnale che sono in grado di convertire è comunque circa un ordine di grandezza inferiore ai nostri requisiti.

Un'alternativa che è stata analizzata è quella di inserire nel circuito di alimentazione in corrente continua del piezoelettrico un apposito interruttore, che interrompesse e ristabilisse l'erogazione del segnale con un intervallo tale da simulare, grazie anche all'inerzia elettrica del circuito, un segnale oscillante dell'ampiezza richiesta.

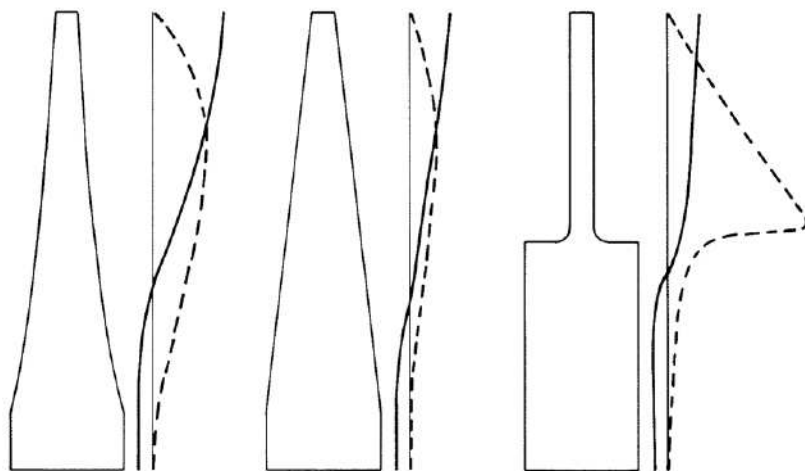
Esistono in commercio degli speciali interruttori elettrici, detti *fotoaccoppiatori*, che potrebbero servire allo scopo in quanto riescono ad isolare, in posizione chiusa, segnali fino a  $5\text{ kV}$  di ampiezza, e sono caratterizzati da un tempo di reazione di  $3\text{ }\mu\text{sec}$ , che corrisponde a una frequenza di funzionamento di oltre  $330\text{ kHz}$ .

L'inconveniente di tale soluzione è però, ancora una volta, la coesistenza nell'applicazione considerata di elevata ampiezza e frequenza del segnale utilizzato.

Da una parte, infatti, l'elevata ampiezza del segnale può generare elevate extracorrenti di apertura e chiusura nel circuito le quali, ripetendosi a frequenza così alta, coprirebbero il segnale utile erogato rendendo inutile la modulazione in frequenza ricercata; tale inconveniente potrebbe essere in parte risolto attorcigliando uno sull'altro i fili elettrici che compongono il circuito nel loro percorso dal generatore all'elemento piezoelettrico, in modo da minimizzare l'area della spira attraverso la quale avviene l'autoinduzione magnetica.

Dall'altra parte, l'inerzia elettrica del circuito, per livelli di ampiezza così alti, renderebbe impossibile far oscillare il segnale con tempi di salita e discesa talmente brevi, rendendo di fatto il segnale ottenuto pressoché inalterato rispetto al segnale continuo di partenza, o comunque oscillante con un'ampiezza così ridotta da essere inutile per gli scopi prefissati.

Un'ulteriore metodo di risoluzione del problema potrebbe essere quello di operare direttamente sull'ampiezza di oscillazione dell'elemento piezoelettrico da un punto di vista meccanico anziché elettrico. L'ampiezza di oscillazione del piezoelettrico, infatti, interviene direttamente sulla accelerazione che l'elemento imprime al liquido, che determina le caratteristiche della deformazione superficiale ottenuta. Tale ampiezza, a sua volta, è direttamente legata

Figura 5.14: Oscillatore acustico o *horn*

al valore del voltaggio applicato al piezoelettrico stesso, tramite la *costante di deformazione* definita precedentemente.

Un metodo per aumentare l'ampiezza di oscillazione impressa dal piezoelettrico senza aumentare il voltaggio applicato è quello di utilizzare un elemento risonante detto *oscillatore* o *horn*, collegato solidalmente al piezoelettrico stesso. L'oscillatore è un elemento metallico, costruito in alluminio o titanio per conferirgli una sufficiente resistenza a fatica, e opportunamente dimensionato per avere un'estremità libera vibrante alla stessa frequenza del piezoelettrico.

L'estremità vibrante è calibrata in modo che la sua lunghezza sia un multiplo o un sottomultiplo intero della semilunghezza d'onda dell'oscillazione da amplificare, affinché si verifichi un accoppiamento acustico il cui effetto è quello di amplificare meccanicamente l'ampiezza dell'oscillazione; tale amplificazione è tanto maggiore tanto più è lunga l'estremità vibrante dell'oscillatore, ed è perciò limitata dall'ingombro del dispositivo e dai fenomeni di smorzamento interni all'oscillatore, che divengono anch'essi sempre più rilevanti al crescere della sua lunghezza.

Una tecnologia concettualmente simile, che permette però di ottenere maggiori amplificazioni dell'oscillazione riducendo i problemi dovuti alle meccaniche di smorzamento interne al dispositivo, è quella utilizzata nel campo della saldatura dei materiali plastici.

In tale tecnologia, infatti, vibrazioni ultrasoniche di ampiezza relativamente elevata vengono applicate alle parti plastiche da saldare, poste a contatto, in modo da riscaldarle fino al raggiungimento della temperatura di fusione della plastica, in corrispondenza della quale avviene la saldatura delle parti.

## 5.4 Formazione di Onde di Faraday mediante effetto piezoelettrico 75

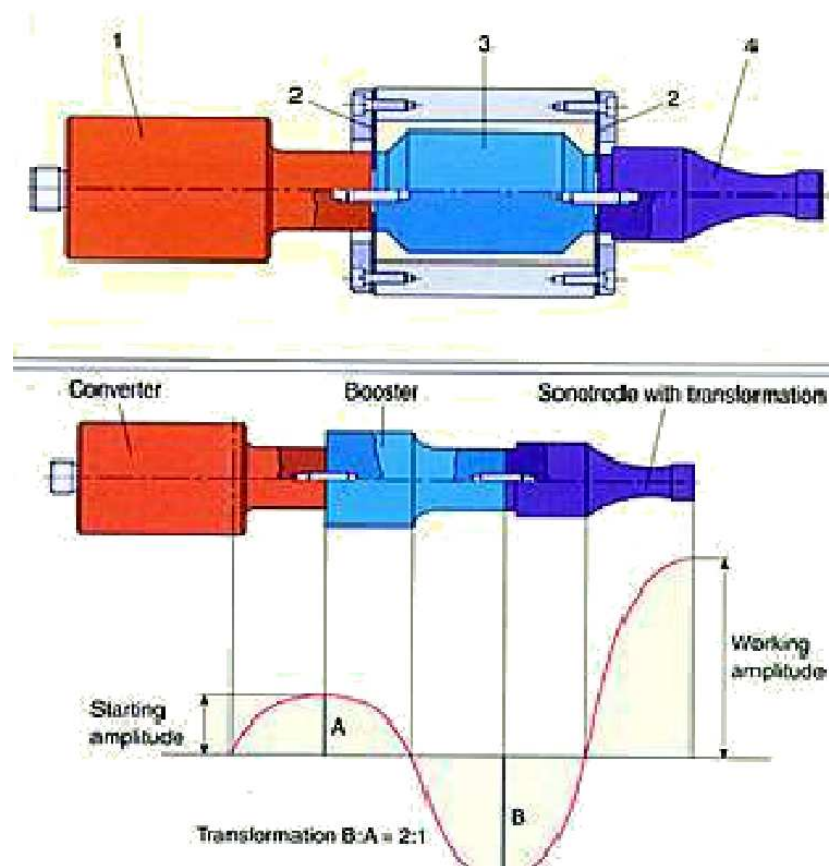


Figura 5.15: Dispositivo di amplificazione dell'ampiezza di oscillazione

L'amplificazione della vibrazione si basa su un dispositivo, collegato solidamente all'elemento piezoelettrico, che è composto da un amplificatore di ampiezza detto *booster* e un elemento acustico annesso detto *horn*, ma di struttura cilindrica invece che planare.

L'effetto combinato dell'amplificazione del *booster* e dell'accoppiamento acustico dell'*horn* permettono di ottenere un guadagno elevato, fino a otto volte l'ampiezza di oscillazione del piezoelettrico. Tale vantaggio, però, è mitigato dal notevole ingombro del dispositivo, e dalla difficoltà di adattarlo ad un ambiente di ultra-alto vuoto come quello necessario per l'esperimento in esame.



# Capitolo 6

## Emettitore a fessura circolare

### 6.1 Introduzione

Nei capitoli precedenti, nell'ambito dell'analisi delle possibili soluzioni per aumentare il numero dei punti di emissione in un propulsore ad emissione di campo, sono stati considerate configurazioni a struttura planare, affrontando il problema di come far formare sulla superficie emittente delle strutture microscopiche, di dimensioni simili o paragonabili a quelle dei consueti *coni di Taylor*, che facilitassero l'innesco e il mantenimento del fenomeno di emissione, normalmente a totale carico del campo elettrico applicato.

Il problema della formazione di tali microstrutture è dato dal fatto che, in circostanze normali e con la tecnologia normalmente utilizzata per la propulsione *FEEP*, una superficie di metallo liquido si instabilizza formando un'unica protrusione al centro della superficie stessa, di dimensioni tali da rendere inefficace il meccanismo di emissione per effetto di campo e da rendere inutilizzabile la normale attrezzatura sperimentale utilizzata.

Al fine di ottenere sia l'aumento dei punti di emissione che le caratteristiche microscopiche delle protrusioni su cui essi si formano, è stato pensato successivamente di utilizzare la configurazione di emettitore a fessura già ampiamente sperimentata nei propulsori *FEEP*, aumentando la lunghezza della fessura stessa in modo da aumentare l'estensione dell'instabilità superficiale che origina le microprotrusioni.

Poiché, però, nei normali emettitori a fessura lineare la lunghezza della fessura stessa è limitata superiormente a valori attorno ai 15 *cm*, per motivi sia di ingombro che tecnologici, è stato pensato di dare alla fessura un andamento circolare, in modo da riuscire ad aumentare il valore totale della superficie emittente senza aumentare l'ingombro del propulsore.

## 6.2 Studio e progettazione della configurazione sperimentale

### 6.2.1 Progettazione dell'emettitore

La progettazione dell'emettitore è stata effettuata prediligendo scelte che favorissero la compattezza e il minimo ingombro della configurazione sperimentale.

L'emettitore si compone di due elementi a simmetria cilindrica, entrambi realizzati in acciaio inossidabile. La parte inferiore dell'emettitore, alta

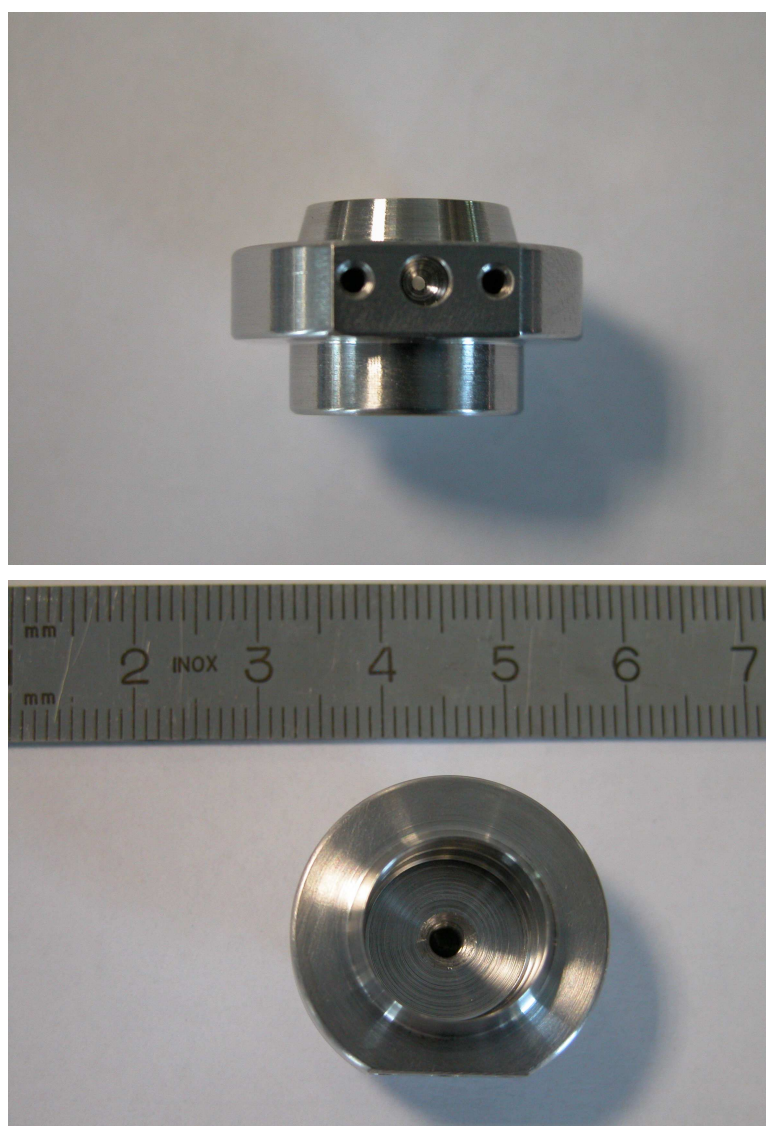


Figura 6.1: Corpo inferiore dell'emettitore

14 *mm* e con un ingombro massimo di 24 *mm* di diametro, ha al suo interno una cavità dimensionata in modo da poter alloggiare l'altro elemento che

compone l'assemblato, con tolleranze di lavorazione tali da creare un accoppiamento senza gioco ed evitare quanto possibile il trafilamento del metallo liquido.

La parte superiore della cavità è stata poi ulteriormente lavorata per aumentarne il diametro di  $0.2\text{ mm}$ , in modo che, ad accoppiamento delle due parti avvenuto, si creasse una fessura circolare larga  $0.1\text{ mm}$  che servisse ad alloggiare il Cesio durante il funzionamento.

L'estremità della fessura esposta all'ambiente, in corrispondenza della quale si troverà la superficie liquida che determinerà il funzionamento del propulsore, è stata allontanata dal corpo dell'emettitore ricavando in esso un apposito rialzo. Tale rialzo è stato sagomato in modo da formare un bordo appuntito, che permettesse l'intensificazione del campo elettrico locale, tipica degli emettitori a lama, e contemporaneamente allontanasse le superfici in tensione dell'emettitore dall'elettrodo acceleratore al fine di evitare fenomeni indesiderati di emissione elettronica dall'acceleratore.

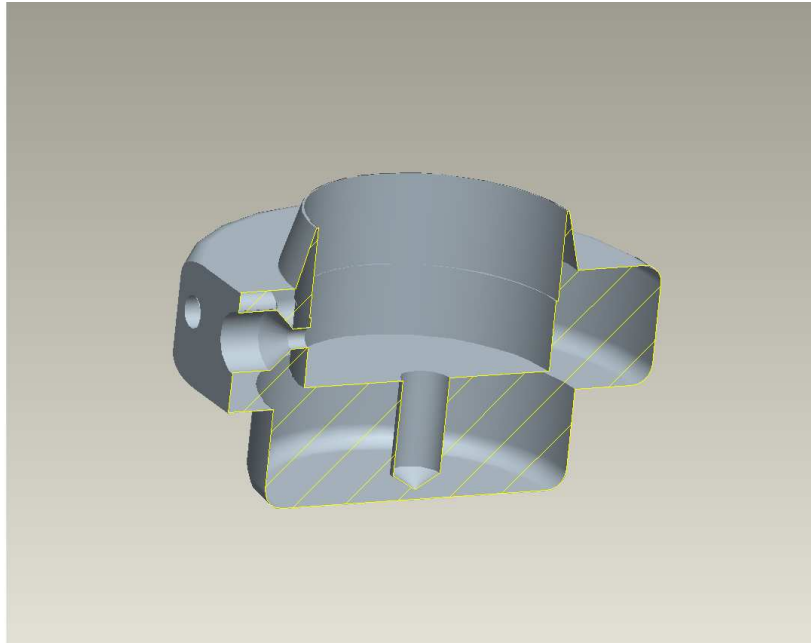


Figura 6.2: Sezione del corpo inferiore dell'emettitore

La larghezza della fessura è superiore a quella dei normali propulsori *FEEP*, ma è stata adottata per adeguarsi alle tolleranze massime di lavorazione assicurate dall'officina che ha realizzato i pezzi, compatibilmente con un accettabile costo di lavorazione.

La fessura è profonda  $4.5\text{ mm}$ , e viene alimentata tramite un canale che comunica con l'esterno e con l'interfaccia tra l'emettitore e il sistema di alimentazione del propellente.

Tale interfaccia è assicurata da un foro conico nel quale viene inserita l'estremità, a forma sferica, di un capillare metallico in acciaio collegato al *feeding system* in vetro dal quale proviene il propellente. Il foro conico è ricavato su una sfacciatatura eseguita sul corpo dell'emettitore, dotata di due fori filettati in modo da poter assicurare saldamente la testa del capillare per mezzo di una mascherina fissata al corpo stesso tramite delle viti.

All'interno della cavità, infine, è stato ricavato un foro cieco filettato, in modo da assicurare il fissaggio della parte superiore dell'emettitore al corpo centrale, permettendone facilmente l'assemblaggio e il disassemblaggio.

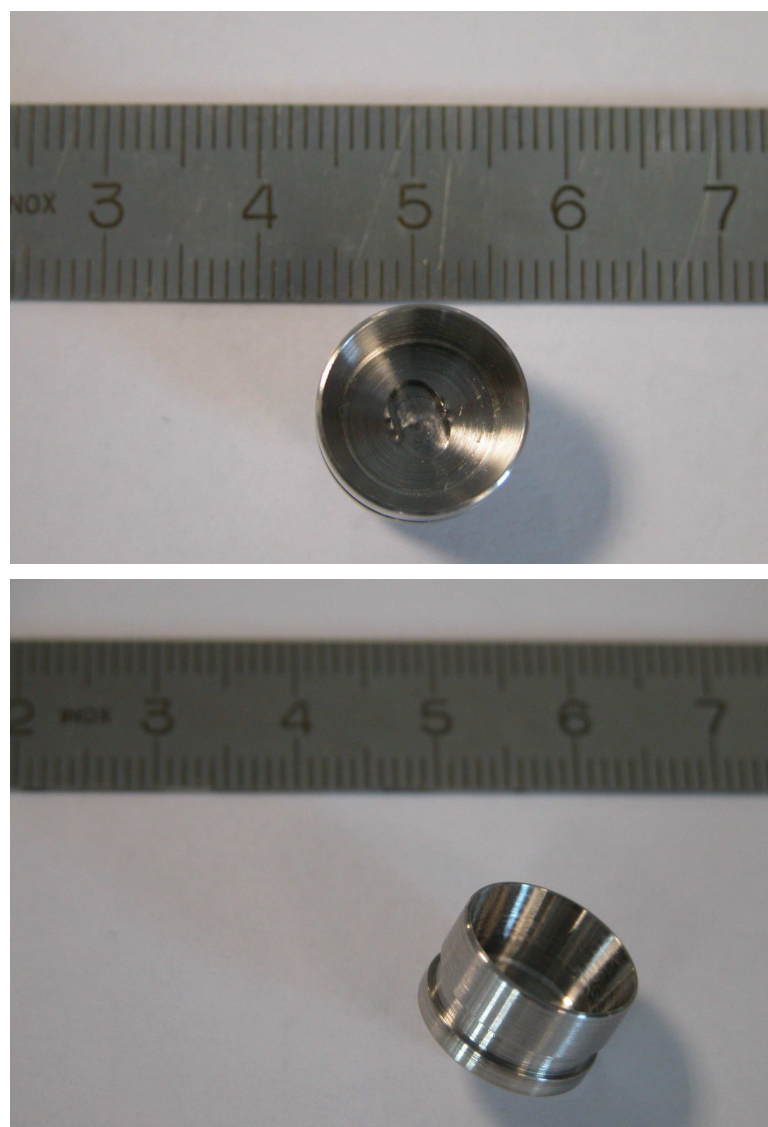


Figura 6.3: Elemento superiore dell'emettitore

La parte superiore dell'emettitore è di forma cilindrica, e di dimensioni tali da accoppiarsi senza gioco con la cavità ricavata nel corpo dell'emettitore,

in modo da assicurare il centraggio e quindi la costanza della larghezza della fessura lungo tutta l'estensione della stessa.

Al suo interno, il pezzo è stato opportunamente scavato, in modo da ricavare un bordo appuntito in corrispondenza della fessura e allontanare dell'acceleratore le superfici in tensione. Sul fondo dello scavo è stata prevista una fresatura che permettesse l'alloggio di una chiave a brugola, necessaria per l'assemblaggio dell'emettitore.

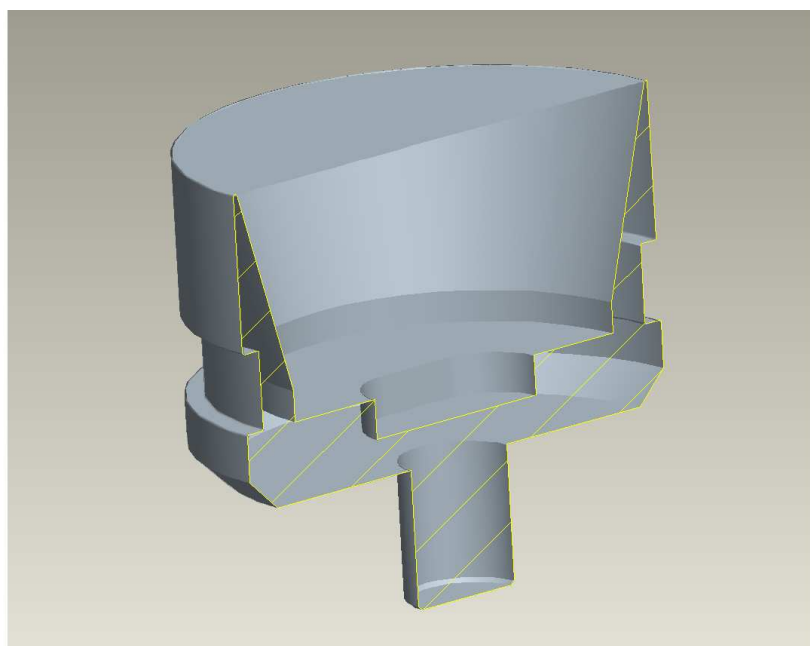


Figura 6.4: Sezione del componente superiore dell'emettitore



Figura 6.5: Gruppo emettitore assemblato

Sulla superficie esterna del pezzo, in corrispondenza del foro di alimentazione del propellente, è stato ricavato uno scavo su tutta la circonferenza, in modo da formare un bacino di propellente liquido che favorisse l'uniforme alimentazione del propellente stesso per tutta l'estensione della fessura. All'estremità inferiore del pezzo, infine, si trova un albero filettato che si accoppia con il foro presente nel corpo inferiore.

Assemblando i due componenti dell'emettitore, si crea una fessura sviluppata in senso circonferenziale, di dimensioni e profondità volute, e caratterizzata da un'accettabile costanza dello spessore su tutta la sua lunghezza grazie all'efficace centraggio dei due componenti. La fessura, come si può notare nelle immagini, è messa efficacemente in comunicazione con il canale di alimentazione del propellente.

### 6.2.2 Progettazione dell'elettrodo acceleratore

Una possibile soluzione per l'elettrodo acceleratore può essere quella di utilizzare un bersaglio che funzioni sia da acceleratore che da sensore di misurazione della corrente di emissione. Il bersaglio viene collegato all'attuatore lineare a tenuta di vuoto della camera, isolandolo dalla camera a vuoto stessa mediante un supporto in *peek*.



Figura 6.6: Elettrodo acceleratore con funzione di bersaglio

Tale soluzione è costruttivamente più semplice, e permette di regolare manualmente la distanza tra gli elettrodi mediante l'attuatore lineare.

Ciò, però, comporta anche una limitazione, in quanto il posizionamento verticale del bersaglio è piuttosto impreciso, e il requisito molto stringente di



centraggio tra i due elettrodi può essere facilmente disatteso spostando anche di pochissimo il gruppo emettitore sulla mensola della camera a vuoto.

Inoltre, utilizzare un solo elemento come acceleratore e bersaglio del fascio ionico rende meno attendibili i risultati sperimentali, in quanto un'eventuale corrente di emissione rilevata dagli strumenti potrebbe essere causata, invece che da effettiva emissione ionica, da una scarica scoccata tra gli elettrodi attraverso il vapore di Cesio rimasto intrappolato tra i due elettrodi.

Perciò, è preferibile utilizzare un elettrodo acceleratore che sia portato in tensione per accelerare il fascio e forato per permettere il passaggio del fascio ionico; a valle di esso viene posto un bersaglio metallico, a una distanza e di dimensioni tali da coprire l'intero fascio emesso, considerandone anche la divergenza.

Tale elettrodo forato permette un più efficace smaltimento del metallo liquido evaporato da parte del sistema di evacuazione della camera, abbassando la probabilità di innesco di archi elettrici tra emettitore e acceleratore.

Inoltre, l'utilizzo di un bersaglio separato, posto a valle dell'acceleratore, permette di interpretare con sicurezza come prova di emissione ionica un'eventuale corrente raccolta mediante un apposito circuito collegato al bersaglio stesso e alle apparecchiature di misurazione.

Come elettrodo acceleratore è stata scelta una griglia metallica, con fori di forma esagonale, che originariamente era un componente di un sensore di pressione. Mediante calcoli effettuati considerandone il volume e il peso, si è

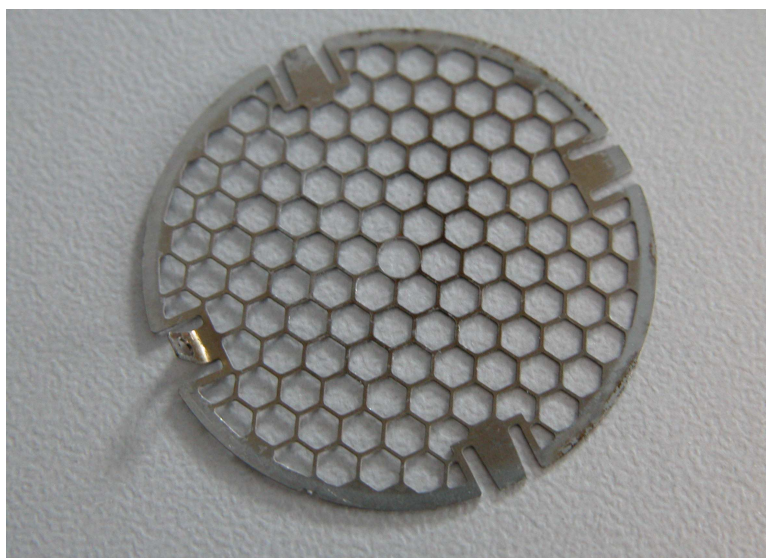


Figura 6.7: Griglia metallica utilizzata come elettrodo acceleratore

ottenuto che la parte della sezione che permette il passaggio del fascio ionico è circa  $4/5$  della sezione totale.

Considerando che tale elettrodo è posto a breve distanza dall'emettitore — tra 1 e 2 *mm* — e che entro tale distanza la divergenza del fascio si mantiene ridotta, si è stimato che la frazione di ioni che urtano contro il materiale della griglia sia non superiore al 20% del totale degli ioni che formano il fascio. Tale dato potrà comunque essere facilmente verificato in sede sperimentale tramite la corrente misurata all'acceleratore.

Il bersaglio, da parte sua, è semplicemente composto da un sottile foglio di alluminio, di forma circolare con diametro , collegato tramite un circuito elettrico alle apparecchiature di misurazione e sostenuto opportunamente in modo da essere il più possibile centrato rispetto all'emettitore, in modo da intercettare interamente il fascio ionico emesso.

### 6.2.3 Posizionamento e supporto degli elementi

Come già osservato in precedenza, è di estrema importanza che il posizionamento e il riferimento reciproco degli elementi che compongono l'apparato sperimentale siano il più possibile precisi e privi di ambiguità. Inoltre, data l'entità dei voltaggi utilizzati, è necessario isolare gli elettrodi dalla struttura della camera a vuoto e dall'esterno, per evitare ingenti danni alle apparecchiature sperimentali e rischi per la salute degli operatori.

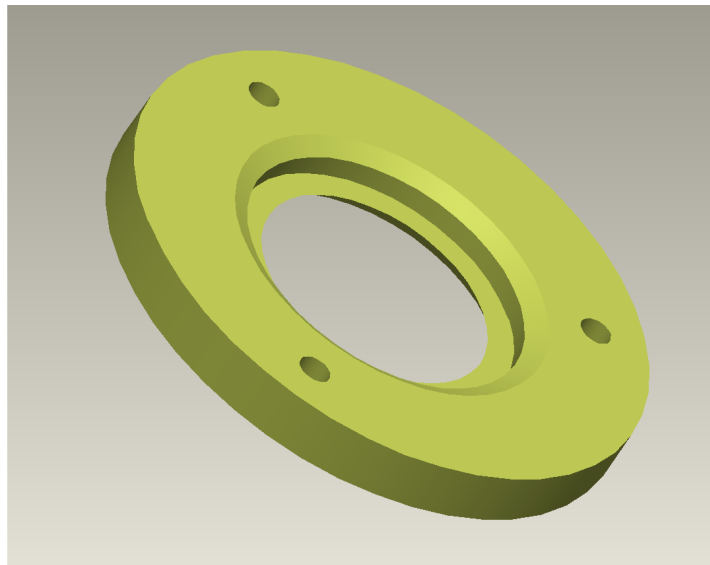


Figura 6.8: Alloggio per l'elettrodo acceleratore

A tale scopo, è stato ideato e progettato un supporto in *peek*, che soddisfacesse contemporaneamente le esigenze di posizionamento, isolamento e centraggio degli elettrodi — sia reciprocamente che in riferimento alla camera —, permettendo anche quanto più possibile la visibilità degli elettrodi, particolarmente nella zona di emissione posta in corrispondenza della fessura.



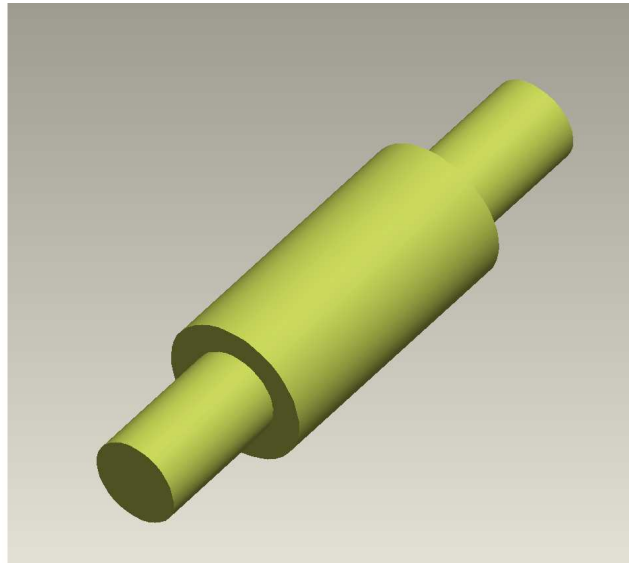


Figura 6.9: Colonne di supporto per l'alloggio dell'acceleratore

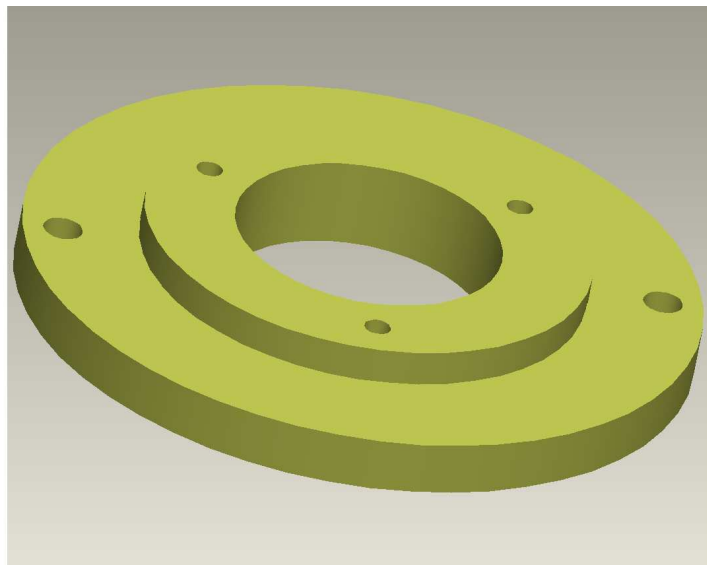


Figura 6.10: Base isolante per il supporto dell'elettrodo acceleratore

Perciò, è stato realizzato un apposito alloggio per la griglia acceleratrice, montato su una base isolante per mezzo di tre sottili colonne che permettessero la visibilità, e rendessero parimenti l'assemblaggio e il disassemblaggio più semplici e ripetibili possibile.

In tale base è stato ricavato un foro cilindrico, nel quale trovasse alloggio un supporto, anch'esso in *peek*, che permettesse il centraggio e l'isolamento dell'emettitore.

Il bersaglio è montato su un supporto isolante, ed è collegato ad un mo-

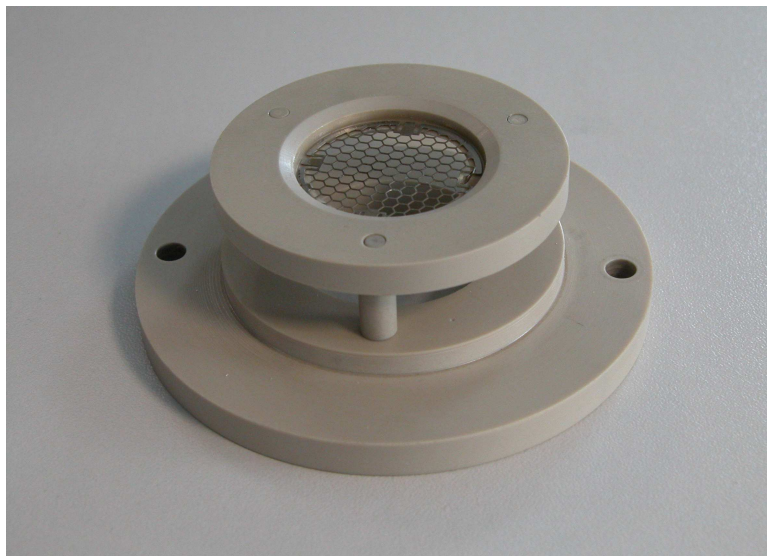


Figura 6.11: Elettrodo acceleratore posizionato sul supporto



Figura 6.12: Gruppo emettitore posizionato sul supporto isolante

tore elettrico che permette di effettuare la rotazione, in modo da facilitare l'esame visuale della fessura dagli oblò della camera a vuoto e il riscaldamento della fessura stessa durante la procedura di *bake-out*.

#### 6.2.4 Alimentazione e gestione del propellente

Il metallo liquido scelto per l'uso nell'esperimento è il Cesio. Tale scelta è motivata sia dalle favorevoli caratteristiche che il Cesio possiede nei confronti del fenomeno dell'emissione di campo, sia per poter più efficacemente confrontare le prestazioni del prototipo con quelle di propulsori *FEED* pre-

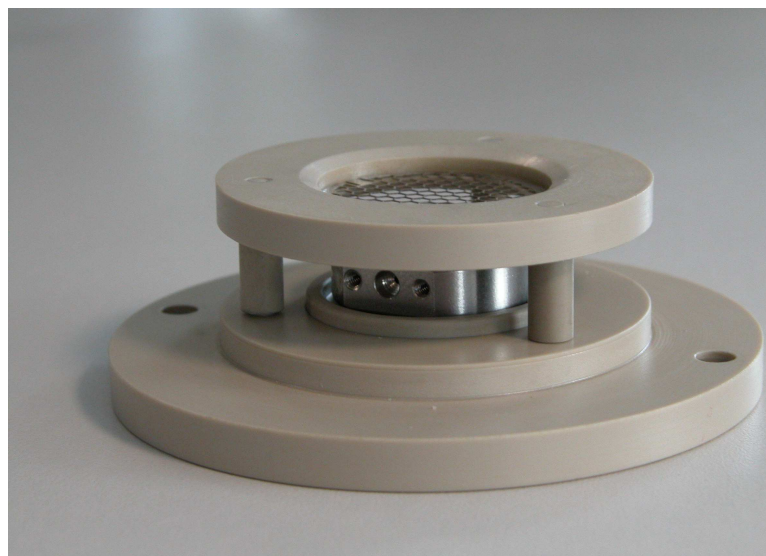


Figura 6.13: Assemblato di emettitore e acceleratore con i rispettivi supporti precedentemente sperimentati, anch'essi funzionanti con Cesio come propellente.

Il Cesio viene alimentato tramite un *feeding system* in vetro, messo in comunicazione con il gruppo emettitore per mezzo di un capillare metallico, il quale è collegato al feeding system da uno speciale dado *Swagelock* e all'emettitore tramite l'interfaccia tra testa sferica e foro conico descritta precedentemente.

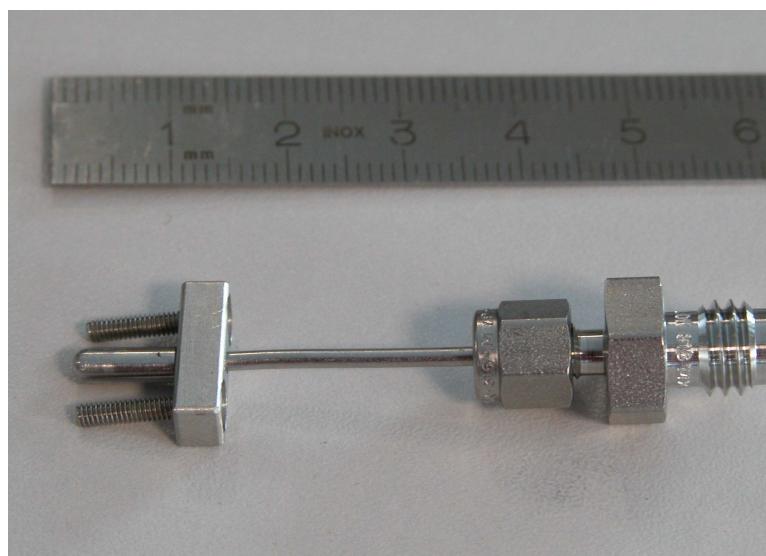


Figura 6.14: Capillare metallico per l'alimentazione del propellente

Dalla modellizzazione al computer dell'emettitore, risulta che la quantità di Cesio necessaria a riempire l'apparato sperimentale fino al livello della ci-

ma della fessura, più un battente di alcuni millimetri per favorire il completo riempimento dell'emettitore e la corretta alimentazione per capillarità, è di circa 2.92 *gr*.

A conferma di tale dato, è stata effettuata una prova riempiendo l'apparato sperimentale di acqua fino al livello desiderato, e successivamente svuotando l'acqua in un recipiente e pesando il tutto.

Al netto del peso del recipiente, l'apparato sperimentale contiene 1.51 *gr* di acqua, pari a 1510 *mm*<sup>3</sup> di volume occupato, che a loro volta corrispondono a 2.83 *gr* di Cesium.

### 6.2.5 Apparecchiatura di riscaldamento

Il riscaldamento dell'apparato sperimentale, sia durante la procedura di *bake-out* che per il mantenimento della temperatura operativa, viene effettuato per mezzo di normali lampadine ad incandescenza poste in prossimità di esso.

In particolare, è stata utilizzata una lampadina da 100 *W* posta in prossimità dell'emettitore, e una lampadina da 50 *W* posta sopra lo *Swagelock*.

Per entrambe le lampadine, attraverso semplici operazioni di carpenteria, sono stati realizzati appositi supporti per assicurarne il corretto posizionamento, e piccoli elementi di focalizzazione della luce per evitare di disperdere inutilmente energia e dirigere precisamente il fascio luminoso sugli elementi da riscaldare.

## 6.3 Analisi della configurazione sperimentale

### 6.3.1 Analisi elettrostatica

Allo scopo di verificare l'applicabilità della configurazione sperimentale scelta, prima della realizzazione dei componenti si è reso necessario un test elettrostatico.

Tale test è stato effettuato per mezzo del software *FEMLab*, modellizzando il gruppo emettitore-acceleratore ed applicandovi delle condizioni al contorno compatibili con le condizioni sperimentali da replicare.

In particolare, al gruppo emettitore è stato assegnato un valore del potenziale pari a 7000 *V*, mentre all'elettrodo acceleratore è stato assegnato un potenziale pari a -7000 *V*. Intorno al modello, a una distanza molto grande rispetto alle sue dimensioni, è stata assegnata una condizione al bordo di potenziale nullo, per simulare le pareti della camera a vuoto poste a potenziale di terra.

Durante il test, il valore dei potenziali applicati è stato mantenuto invariato, e si è variata solamente la distanza relativa tra i due elettrodi, ponendo l'elettrodo acceleratore a una distanza di 1 *mm*, 1.5 *mm* e 2 *mm* dalla fessura dell'emettitore.

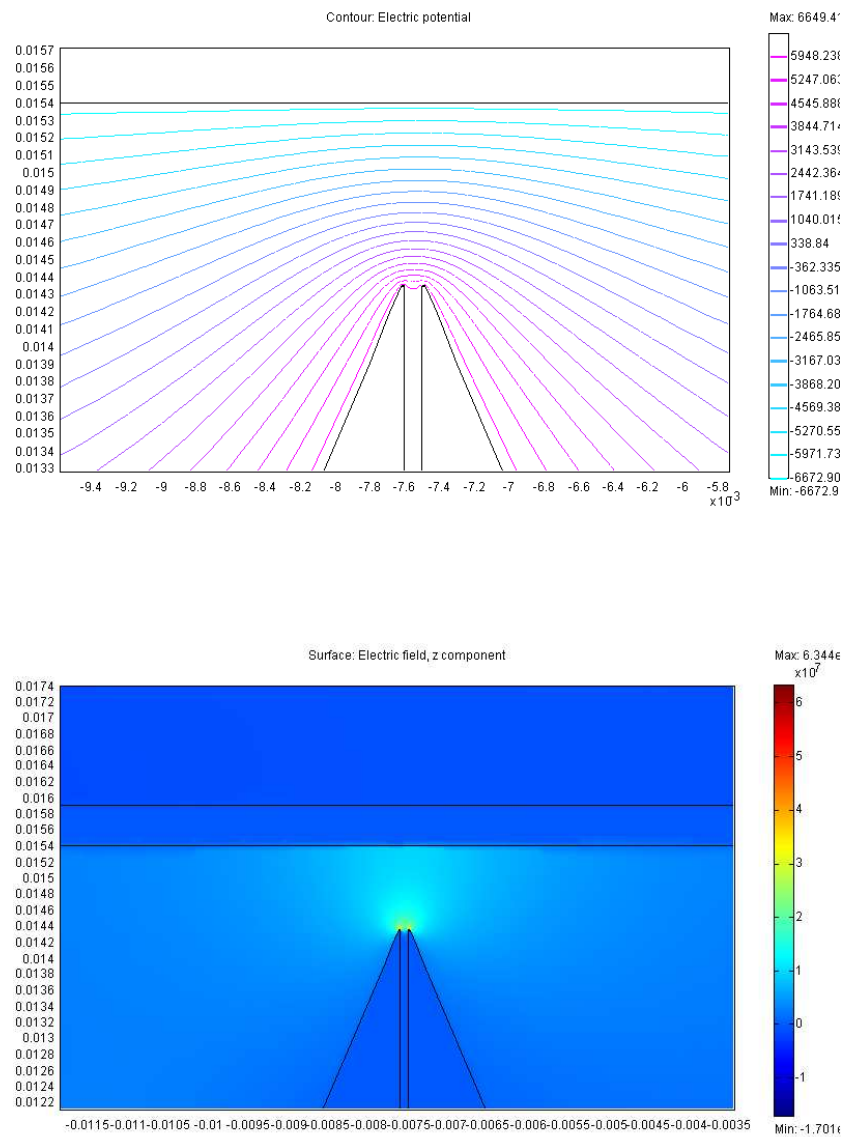


Figura 6.15: Andamento del potenziale e del campo elettrico verticale nello spazio tra gli elettrodi

Si osserva dunque dai risultati dell'analisi che il campo elettrico locale in corrispondenza della bocca della fessura è superiore al valore critico necessario per l'innesco del fenomeno di emissione di campo, per distanza comprese tra 1 e 2 mm. In particolare, in corrispondenza del centro della fessura tale campo vale all'incirca

Per quanto riguarda la distanza tra gli elettrodi, è stato ritenuto auspicabile

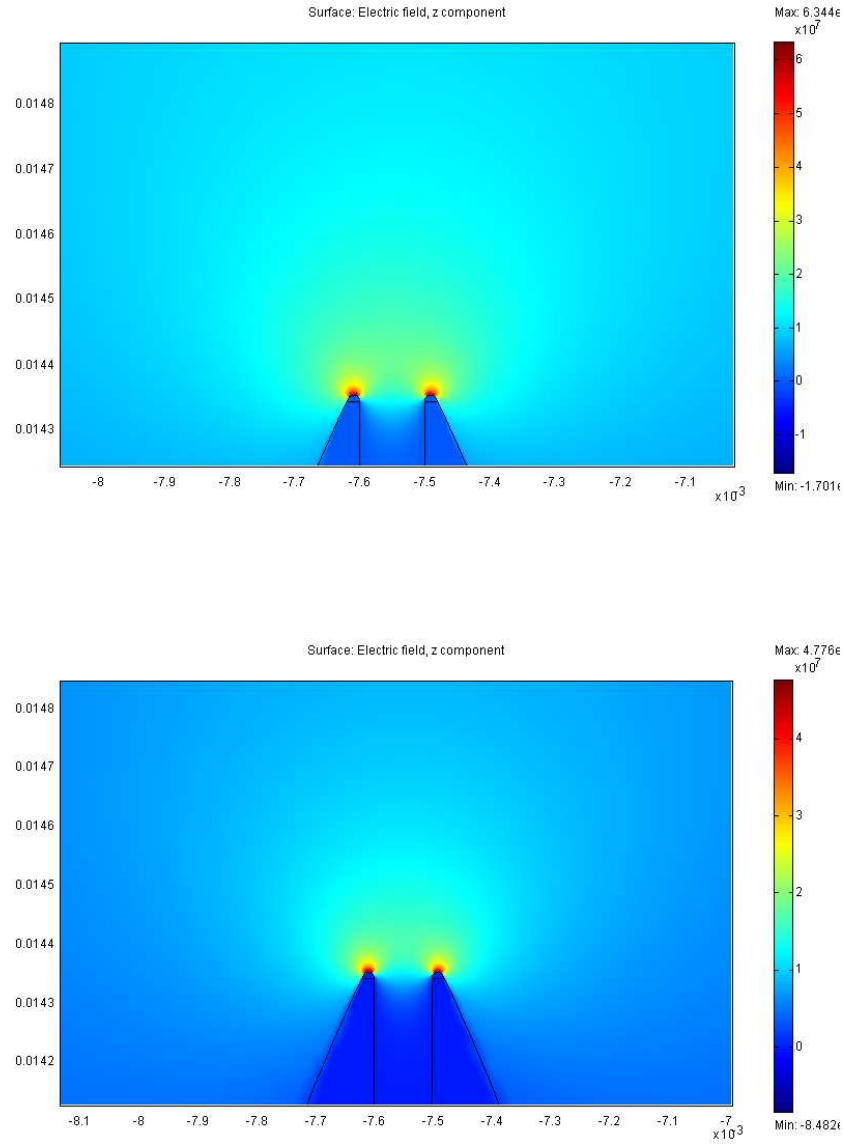


Figura 6.16: Campo elettrico ottenuto per valori della distanza tra gli elettrodi di 1 *mm* e 1.5 *mm*

rimanere entro l'intervallo considerato.

Diminuire la distanza entro 1 *mm*, infatti, sottoporrebbe l'apparato sperimentale al rischio di scariche elettriche tra emettitore e acceleratore, che potrebbero comportare danni alle apparecchiature sperimentali. Inoltre, per così piccole distanze anche una lievissima imprecisione o sbavatura sulle superfici degli elettrodi, o un piccolo errore di posizionamento reciproco, potrebbero portare al contatto e al conseguente cortocircuito tra di essi.

D'altra parte, una distanza interelettrodica molto superiore ai 2 *mm* ri-

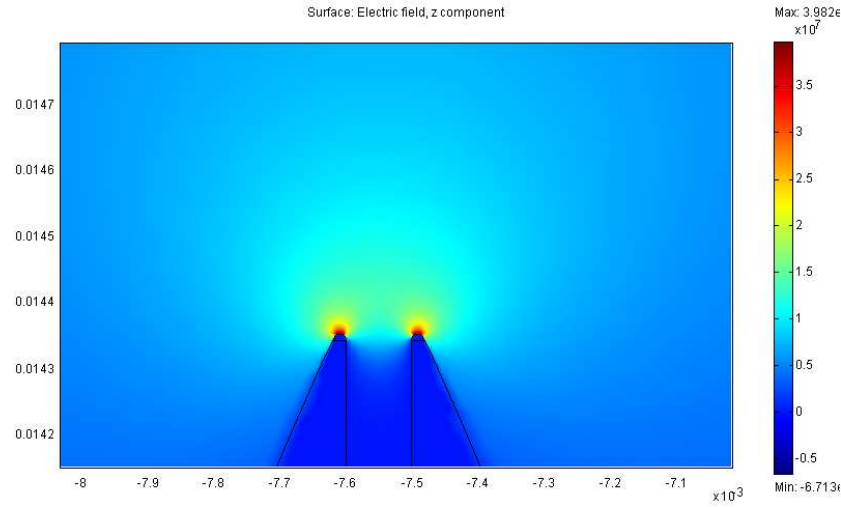


Figura 6.17: Campo elettrico ottenuto per una distanza tra gli elettrodi di 2  $mm$

chiederebbe l'applicazione di voltaggi molto elevati per raggiungere valori del campo elettrico locale superiori a quello critico per l'innescio dell'emissione, il che renderebbe l'esperimento rischioso per gli operatori e le apparecchiature utilizzate.

### 6.3.2 Analisi termica

Prima dell'esperimento, ad apparato sperimentale completamente assemblato e correttamente posizionato, è stato effettuato un test termico che ci permettesse di caratterizzare la procedura di riscaldamento, al fine di poter rinunciare all'utilizzo di termocoppie sull'emettitore durante l'esperimento vero e proprio; questo sia per semplificare la configurazione sperimentale, sia per evitare possibili perdite di isolamento dovute alle termocoppie.

Per il test termico sono state utilizzate due termocoppie, collegate rispettivamente al corpo principale dell'emettitore e allo *Swagelock*, come mostrato in figura. Le termocoppie sono state applicate per mezzo di una piccola quantità di colla ceramica, assicurandosi tramite un semplice *tester* elettrico che dopo l'incollaggio fosse garantito il contatto tra gli elementi da testare e le estremità delle termocoppie stesse.



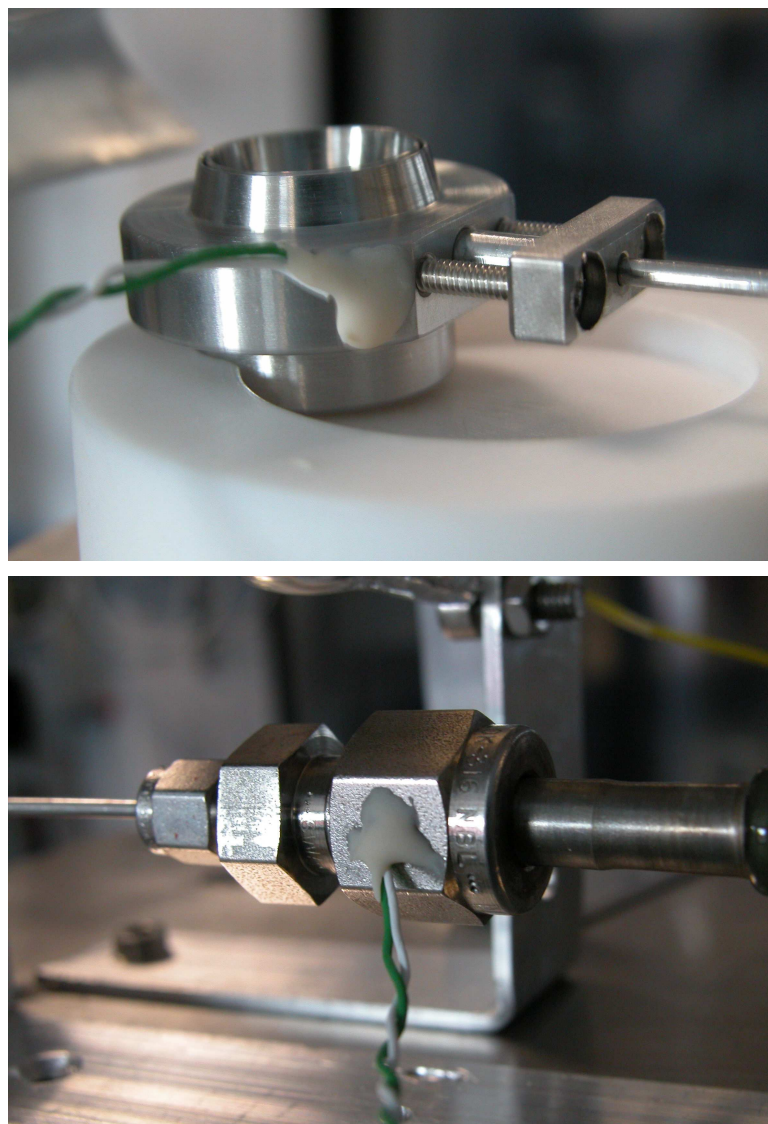


Figura 6.18: Punti di applicazione delle termocoppie per il test termico



# Bibliografia

- [1] R. G. Jahn "*Physics of electric propulsion*" McGraw - Hill book company, New York, 1968
- [2] J. Mitterauer "*Field emission electric propulsion — Spectroscopic investigations on slit emitters*" ESTEC contract no. 5051/82/NL/PB (SC) final report, dicembre 1985
- [3] L. M. Baskin, L. A. Shirochin, A. A. Kantonistov, G. N. Fursey, I. N. Radchenko "*Field emission processes at a liquid conducting surface in microwave fields*" Radiotekhnika i elektronika no. 7, pagg. 1369-1376, 1991
- [4] A. L. Kovalev, L. M. Baskin, G. N. Fursey, L. A. Shirochin "*Microcapillary waves on liquid electrodes in high electric fields*" IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation, vol. 2 no. 2, pagg. 288-291, aprile 1995
- [5] G. Néron de Surgy, J. P. Chabrierie, J. E. Weisfreid "*Emission of liquid metal in vacuum*" IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation, vol. 2 no. 2, aprile 1995
- [6] G. Néron de Surgy, H. González, J. P. Chabrierie "*Influence of bounded geometry on the initial growth of electrocapillary instability for a liquid metal under electric field*" Applied surface science 87 - 88, pagg. 91-98, 1995
- [7] G. Néron de Surgy, J. P. Chabrierie, O. Denoux, J. E. Weisfreid "*Linear growth of instabilities on a liquid metal under normal electric field*"
- [8] V. A. Nevrovsky "*Stability of liquid metal in alternating electric field*" IEEE 19<sup>th</sup> international symposium on discharges and electrical insulation in vacuum, Xi'an (CHN), 2000
- [9] L. M. Baskin, A. V. Batrakov, S. A. Popov, D. I. Proskurovsky "*Electrohydrodynamic phenomena on the explosive-emission liquid-metal cathode*" IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation, vol. 2, no. 2, pagg. 231-236, aprile 1995

- 
- [10] T. Mahr, I. Rehberg *Magnetic Faraday instability* Europhysics letters, 43 (1), pagg. 23-28, luglio 1998
  - [11] L. Tonks *"A theory of liquid surface rupture by a uniform electric field"* Physics Review, vol. 48, pagg. 562-568, 1935
  - [12] P. Chen, J. Viñals *"Amplitude equation and pattern selection in Faraday waves"* Physical Review E, vol. 60, no. 1, luglio 1999
  - [13] J. Bechhoefer, B. Johnson *"A simple model for Faraday waves"*
  - [14] M. F. Bolotnikov, M. Y. Verisokin, E. B. Postnikov *"Study of an influence of acoustical system's properties on the Faraday waves' generation in the vessel, which is fixed on this system XIII session of the Russian Acoustical Society, Mosca, agosto 2003"*
  - [15] P. H. Wright, J. R. Saylor *"Patterning of particulate films using Faraday waves"* Review of scientific instruments, vol. 74, no. 9, pagg. 4063-4070, settembre 2003
  - [16] D. F. Hill *"The Faraday resonance of interfacial waves in weakly viscous fluids"* Physics of fluids, vol. 14, no. 1, pagg. 158-169, gennaio 2002